

JAN 24 1947

# ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIK

HERAUSGEGEBEN UNTER MITWIRKUNG  
DER  
DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT  
VON  
**H. GEIGER**

**116. BAND. 5. UND 6. HEFT**

MIT 64 TEXTFIGUREN

(ABGESCHLOSSEN AM 12. SEPTEMBER 1940)



VERLAG VON JULIUS SPRINGER, BERLIN

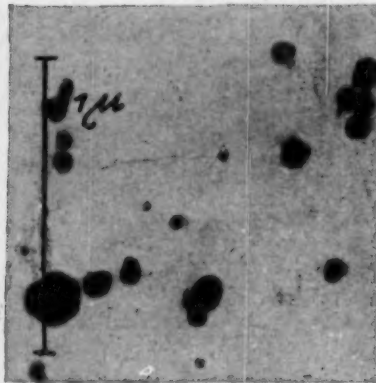
1940



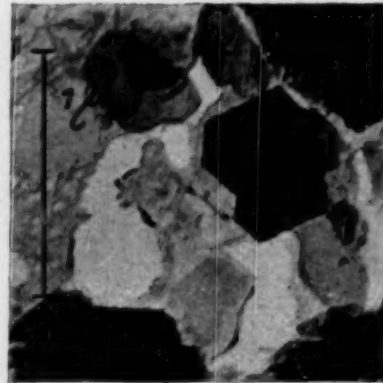
SIEMENS

# ÜBERMIKROSKOP

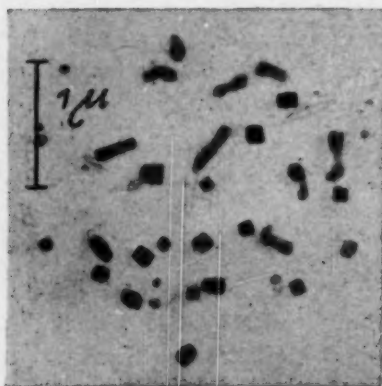
nach Ruska und v. Borries



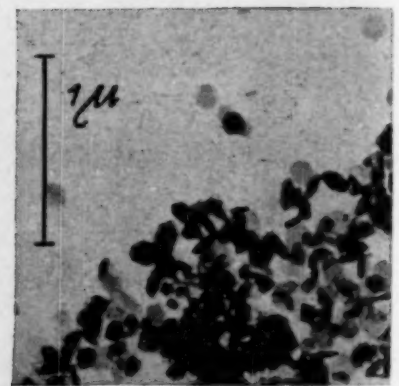
Kolloides Silber



Zettlitzer Kaolin



Zigarrenrauch



Chromoxyd

Für mikroskopische Untersuchungen, die in das Gebiet der bisher „ultravisiblen“ Strukturen fortgesetzt werden sollen, steht heute das Übermikroskop zur Verfügung. Es dient als

## FORSCHUNGS-INSTRUMENT

für die Kolloidchemie, Silikاتفorschung, Farbstoffuntersuchung, Technik der Staube und Rauche und für die Faserstoffkunde; in der Biologie zur Strukturforchung, Hämatologie, Bakteriologie und Virusforschung. Seine Vorzüge: Auflösungsvermögen 5 bis 10 mμ · Helle Schirmbilder bei 4000- bis 40000facher Vergrößerung · Exposition der Platte 1 Sekunde · Strahlspannung bis zu 85 kV, daher gute Objektdurchdringung · Wechsel des Objekts und der Platte je 1 Minute · Hellfeld-, Dunkelfeld- und Stereoaufnahmen · Bequeme Bedienung des Gerätes im Sitzen

LIE 0190

SIEMENS &amp; HALSKE AG · WERNERWERK · BERLIN-SIEMENSSTADT



## Das kontinuierliche Spektrum des Kohlelichtbogens. II.

Von H. Maecker in Kiel.

Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 20. Juni 1940.)

Die Konstruktion eines mit  $N_2$  in einem 10 mm weiten Quarzrohr stabilisierten Kohlelichtbogens wird beschrieben. Durch die Führung in dem engen Rohr schnürt sich der Bogen trotz einer Stromstärke von 30 bis 50 Amp. zu einem 1 bis 2 mm dünnen Faden zusammen, so daß die Stromdichte auf 2600 Amp./cm<sup>2</sup>, die Temperatur auf 13000° K und der Elektronendruck auf 60 mm Hg steigt. Dadurch tritt das kontinuierliche Spektrum des Bogens stark hervor. Die Messungen für den relativen Verlauf des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von Wellenlänge und Temperatur aus einer vorhergehenden Arbeit werden erweitert, seine Absolutgröße festgestellt und mit der Theorie des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten freier Elektronen verglichen. Es zeigt sich, daß, von einem etwas flacheren Verlauf der theoretischen Kurve abgesehen, Theorie und Experiment einander entsprechen.

In einer vorangegangenen Arbeit<sup>1)</sup> konnte Verfasser zeigen, daß das kontinuierliche Spektrum des Kohlelichtbogens von Übergängen freier Elektronen herrührt. Es wurde dort der Verlauf des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von der Frequenz ermittelt und gezeigt, daß er innerhalb der Meßgenauigkeit den Verlauf hat, wie ihn die Theorie für das Kontinuum freier Elektronen erwarten läßt. Die Übereinstimmung in der *absoluten* Größe des Absorptionskoeffizienten zwischen Theorie und Experiment konnte jedoch noch nicht sichergestellt werden, da die Genauigkeit der Meßtechnik für diesen Zweck noch nicht ausreichte. In der vorliegenden Arbeit ist daher ein Kohlelichtbogen unter veränderten experimentellen Bedingungen untersucht worden, wodurch ein Vergleich zwischen theoretischen und experimentellen Ergebnissen nunmehr auch dem Absolutbetrage nach ermöglicht wird.

Gemessen wurde, wie in der vorhergehenden Arbeit, die Temperatur, das emittierte Kontinuum und der Ionisationsgrad bzw. der Elektronendruck. Die *Meßmethoden* für die Temperatur und das Kontinuum sind die gleichen geblieben. Die Messung des Elektronendrucks aus dem Intensitätsverhältnis zwischen je einer Linie vom Bogen- und Funkenspektrum eines Elements hat sich nicht bewährt, weil, abgesehen von einigen Fehlerquellen bei der Intensitätsmessung, die Temperatur von zu empfindlichem Einfluß auf das Ergebnis ist. Die Messung wurde daher nach der ebenfalls schon

<sup>1)</sup> H. Maecker, ZS. f. Phys. **114**, 500, 1939.

früher beschriebenen Hörmann<sup>1)</sup>-Methode durchgeführt, die die Stromdichtebestimmung in Abhängigkeit vom Bogenradius zur Grundlage hat. Es wird also eine geeignete Spektrallinie, in unserem Falle die Kohlelinie 2479 Å, quer zum Bogen aufgenommen, aus dem Intensitätsverlauf längs der Linie mit der Abelschen Integralgleichung die Strahlungsdichte in Abhängigkeit vom Bogenradius  $r$  und hieraus schließlich, da die Strahlung mit der Temperatur durch das Wiensche Gesetz verknüpft ist, der Temperaturverlauf  $T(r)$  in Abhängigkeit vom Bogenradius berechnet. Als Maximaltemperatur ist dabei die gemessene Temperatur einzusetzen. Aus diesem Verlauf gewinnt man mit der Sahaschen Gleichung Größe und Abhängigkeit des Ionisationsgrades  $x(r)$ . Integriert man diese Funktion über den Querschnitt des Bogens und multipliziert mit der Elektronengeschwindigkeit, so ist das Ergebnis die Stromstärke im Bogen.

Die Elektronengeschwindigkeit  $v$  ist gleich der Beweglichkeit  $b^-$  mal der elektrischen Feldstärke  $\mathfrak{E}$

$$v = b^- \cdot \mathfrak{E}. \quad (1)$$

Die Beweglichkeit ist nach der kinetischen Gastheorie

$$b^- = \frac{\sqrt{\pi} \cdot e \cdot \lambda_e}{2 \sqrt{2 m k T}}. \quad (2)$$

Die freie Weglänge  $\lambda_e$  wird nun in Abweichung von der vorigen Arbeit gesetzt

$$\lambda_e = \frac{1}{q^2 \pi N}, \quad (3)$$

wobei der numerische Wert für den Wirkungsradius  $q$  den Ramsauerschen Messungen für  $N_2$  entnommen wird, so daß sich schließlich für die Geschwindigkeit ergibt

$$v = \frac{\sqrt{\pi} \cdot e \cdot \mathfrak{E}}{2 \sqrt{2 m k T} \cdot q^2 \pi N}, \quad (4)$$

wobei  $N$  die Anzahl der Moleküle/cm<sup>3</sup> bei der Temperatur  $T$  bedeutet.

Die endgültige Formel für die berechnete Stromstärke heißt dann

$$A = \frac{\sqrt{\pi} e^2 \cdot \mathfrak{E}}{q^2 \cdot \sqrt{2 m k}} \int_0^\infty \frac{x(r) \cdot r}{\sqrt{T(r)}} \cdot dr. \quad (5)$$

$N$  hat sich herausgekürzt, da im Zähler des Integranden die Elektronendichte  $n_e$  stand und  $n_e = x(r) \cdot N$  ist.

<sup>1)</sup> H. Hörmann, ZS. f. Phys. **97**, 539, 1935.

In dieser Gleichung (5) ist nun aber noch eine Variable enthalten, das ist der Exponent  $\chi/kT$  ( $\chi$  = mittlere Ionisierungsspannung des Bogen-gases) der  $e$ -Funktion in der Sahaschen Gleichung, aus der ja  $x(r)$  gewonnen war. Dieser Exponent ist so zu wählen, daß die nach (5) berechnete Stromstärke mit der tatsächlich gemessenen übereinstimmt, dann ist die Größe von  $x$  und somit auch  $P_e$  richtig bestimmt. Die Integration muß graphisch durchgeführt werden. Ohne Integration ergibt Gleichung (5) die Stromdichte in Abhängigkeit vom Bodenradius, wie sie Fig. 2 für einen 50 Amp.-Bogen (Aufnahme 2) darstellt.

Die Unsicherheit dieser Methode zur Bestimmung des Elektronen-druckes liegt in der ungenügenden Kenntnis der Elektronenbeweglichkeit

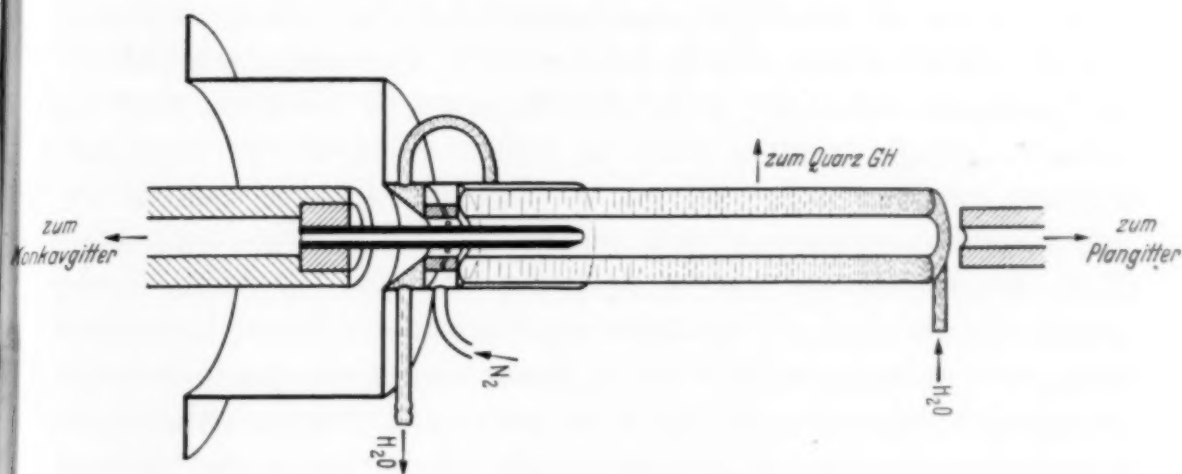


Fig. 1. Kohlelichtbogen, durch  $N_2$ -Wirbel in Quarzrohr stabilisiert.

im Bogen. Die Ramsauerschen Messungen sind am kalten Stickstoff vorgenommen. Bei der hohen im Bogen herrschenden Temperatur „bläst“ sich das Molekül durch Anregung höherer Zustände auf, wodurch der Wirkungsquerschnitt vergrößert wird. Nach Ansicht von Gvosdover<sup>1)</sup> wird dadurch die Elektronenbeweglichkeit um den Faktor 0,75 erniedrigt. Außerdem wirken sich die elektrischen Felder der im Bogen vorhandenen Ionen störend auf die Beweglichkeit aus, so daß auch hierfür eine Korrektur vorgenommen werden muß, die aus den Rechnungen von Kirschstein und Koppelman<sup>2)</sup> entnommen werden kann.

Außer diesen methodischen Änderungen war auch eine *experimentelle Umkonstruktion des Lichtbogens* nötig. Um nämlich den störenden Einfluß

<sup>1)</sup> S. D. Gvosdover, Phys. ZS. d. Sowjetunion **12**, 164, 1937. — <sup>2)</sup> B. Kirschstein u. F. Koppelman, Wiss. Veröff. a. d. Siemens-Werke **16**, 26, 1937.

der vielen Bandenlinien im Bogenspektrum auf das Kontinuum zurückzudrängen, mußte man eine Erhöhung der Intensität des Kontinuums anstreben. Dies kann nach Gleichung (2) der vorigen Arbeit durch Erhöhung des Elektronendrucks und somit der Stromdichte wie auch der Temperatur erreicht werden. Diesem Zweck diene folgende Anordnung (Fig. 1).

In dem aus der vorhergehenden Arbeit bekannten Topfbogen wurde der innere wassergekühlte Führungszylinder, in dem der Luftwirbel die Stabilisierung des Bogens bewirkte, durch einen doppelwandigen Quarzzyylinder ersetzt, dessen Länge 120 mm, seine lichte Weite 10 mm und sein äußerer Durchmesser 24 mm betrug. Der Raum zwischen den beiden Zylinderwänden diente der Wasserkühlung. Dieser Zylinder war in ein Messingstück eingekittet, in welches 16 Löcher von 0,25 mm Durchmesser tangential zur inneren Zylinderwand und nur wenig gegen die Rohrachse geneigt gebohrt waren. Durch dieses System wurde der Stabilisierungswirbel erzeugt. Die Kohle an der Einströmungsseite (Kathode) war 6 mm stark und zur Beobachtung durch die Achse des Bogens mit einer Längsbohrung von 2,5 mm Durchmesser versehen. Die Elektrode an der Ausströmungsseite war 14 mm stark und reichte nur bis einige mm vor das Ende des Quarzrohres. Diese Maßnahme war aus folgenden Gründen erforderlich: Solange sich die Elektrode innerhalb des Quarzrohres befand, stieg die Temperatur in der Nähe der Ausströmungskohle durch die vorbeistreichenden Bogengase und durch die Anodenerhitzung so hoch, daß das Quarzrohr diesem starken Gradienten nicht mehr gewachsen war und regelmäßig sprang. Außerdem brannte auch bei Verwendung von  $N_2$  die Anode so schnell ab, daß es nicht möglich war, in dieser Zeit eine Aufnahme zu machen. Deshalb war eine *dicke Kohle außerhalb* des Quarzgefäßes vorzuziehen. Die Zündung ging so vor sich, daß ein 5 mm starker Kohlestab nach Abnahme des abschließenden Fensters an der Ausströmungsseite durch den Messingstab und die 5,5 mm starke Bohrung der Anodenkohle bis zur Berührung mit der Kathodenkohle eingeführt und nach der Zündung wieder langsam herausgezogen wurde. Die Zentrierung des ganzen Systems war mit größter Sorgfalt durchzuführen, da wegen des kleinen Durchmessers des Bogens (1 bis 2 mm) geringe Abweichungen große Fehlerquellen in sich bergen. Ein erster Versuch, die gleiche Anordnung mit einem Messingzylinder aufzubauen, scheiterte daran, daß der Bogen trotz guter Isolierung auf den Zylinder übersprang. Statt wie bisher Preßluft, wurde jetzt Stickstoff als Wirbelgas verwendet, nicht nur, um das allzuschnelle Abbrennen der Kohlen zu vermeiden, sondern auch um die Zahl der Banden im Spektrum zu verringern. Der Druck vor den Wirbeldüsen schwankte bei den gemachten



Aufnahmen zwischen 0,5 und 1 Atü, konnte aber auch bis 6 Atü erhöht werden. Durch den sehr kleinen Durchmesser der Düsen entstand hier der Hauptdruckabfall, so daß der Stickstoff mit sehr großer Geschwindigkeit aus der Wirbelführung austrat und im Quarzrohr rotierte. Berechnungen und Messungen (Tonhöhe) ergaben mehrere 1000 Umdrehungen/sec. Durch diese hohe Rotationsgeschwindigkeit und durch die enge Begrenzung des inneren Quarzrohres schnürte sich der Bogen trotz der hohen Stromstärken von 30 bis 50 Amp. zu einem sehr hell violettweiß leuchtenden Faden von etwa 1 bis 2 mm Durchmesser zusammen und behielt sein Aussehen auch zwischen Quarzrohrende und Anode bei. Sank die Stromstärke unter etwa 28 Amp., so zeigt der Bogen das bläulichviolette Bild eines normal stabilisierten Bogens und verlöschte bei noch geringeren Stromstärken ganz. Die Länge des Bogens betrug durchschnittlich 100 mm.

Die *Aufnahmetechnik* ist im wesentlichen die alte geblieben: Das aus der Anode tretende Licht fiel auf den Spalt des großen Plangitters zur Aufnahme der CN-Bande  $3883 \text{ \AA}$  für die Temperaturmessung. Das aus der Kathode kommende Licht ging über zwei Hochheim-Spiegel (ohne Zweiteilung des Lichtstrahles) auf den Spalt des Konkavgitters zur Aufnahme des Kontinuums und der Steinheil-Quarz-GH (ein Prisma) nahm die Kohlelinie  $2479 \text{ \AA}$  quer zum Bogen durch die Quarzwandungen hindurch zur Bestimmung des Elektronendrucks auf. Um das Maß der Verzerrung durch das Quarzrohr und den Grad der Vergrößerung der Abbildung kennenzulernen, wurde ein parallel zur Rohrachse geteilter Maßstab von einer Lichtquelle beleuchtet in das Quarzrohr gebracht und vom GH aufgenommen, so daß bei der Auswertung die entsprechenden Korrekturen an das Bild der Kohlelinie angebracht werden konnten.

*Ergebnisse.* Es wurden drei Großaufnahmen, bei denen also alle drei Spektralapparate gleichzeitig 15 sec lang belichtet wurden, gemacht. Bei der Auswertung ergab die Temperaturmessung den unerwartet niedrigen Wert von  $7200^\circ \text{ K}$ . Bei der Berechnung des Elektronendrucks mußte der Exponent in der Sahaschen Gleichung  $\chi/kT = 5$  gesetzt werden, um zur Übereinstimmung zwischen berechneter und gemessener Stromstärke zu gelangen. Mit der gemessenen Maximaltemperatur von  $7200^\circ \text{ K}$  würde sich die mittlere Ionisierungsspannung des Bogengases zu 7,3 Volt ergeben. Abgesehen davon, daß eine viel höhere Temperatur zu erwarten ist, widerspricht diese niedrige Ionisierungsspannung völlig dem Ergebnis der vorigen Arbeit, in der 12 Volt für ein aus Luft gebildetes Bogengas gefunden wurde. Ein mit  $\text{N}_2$  beschickter Bogen läßt nur eine höhere Ionisierungsspannung erwarten. Dieser Widerspruch kann nur dadurch erklärt werden, daß die

Temperaturmessung als fehlerhaft angesehen wird<sup>1)</sup>. Für die Größe des Elektronendrucks ist diese Unstimmigkeit jedoch von untergeordneter Bedeutung, da es ja nur auf die richtige Wahl des ganzen Exponenten und nicht auf die seiner einzelnen Variablen ankommt. Die Temperatur selbst geht ja nur mit der Wurzel in die Gleichung (5) ein. Anders ist es bei der Berechnung des Absorptionskoeffizienten, wo die Temperatur allein im Exponenten der  $e$ -Funktion steht. Aber auch hier steigt das Verhältnis zwischen experimentell und theoretisch bestimmten Absorptionskoeffizienten nur etwa proportional mit der Temperatur. Es lassen sich daher die Auswertungen dennoch mit genügender Genauigkeit vornehmen, wenn man nur in der Lage ist, gewisse Grenzen für die Temperatur anzugeben. Das kann folgendermaßen geschehen: Der Exponent  $\chi/kT$  in der Sahaschen Gleichung ist festgelegt durch die Notwendigkeit der Übereinstimmung zwischen berechneter und gemessener Stromstärke. Ferner bestehen für die mittlere Ionisierungsspannung des Bogengases zwei Grenzen. Für einen durch Luftwirbel stabilisierten Bogen ist nach der vorigen Arbeit die Ionisierungsspannung zu 12 Volt bestimmt. Durch Anwendung von  $N_2$  statt Luft mit seiner Ionisierungsspannung von 15,5 Volt kann, wie gesagt, die mittlere Ionisierungsspannung nur größer werden und maximal bis zu der des Stickstoffs ansteigen. Wenn man nun gar von der mengenmäßig sehr gering vorhandenen Kohle und somit auch vom CN im Bogengas absieht, ist man berechtigt, die Ionisierungsspannung des  $N_2$  als die des Bogengases einzusetzen. Unterbaut wird diese Annahme noch dadurch, daß die  $N_2$ -Banden im Bogenspektrum sehr kräftig auftreten, während die sonst sehr hellen CN-Banden stark in der Intensität zurückgegangen sind. Trotzdem wurden die Berechnungen mit beiden Grenzwerten durchgeführt. Die Temperaturgrenzen ergaben sich bei allen drei Messungen, von geringfügigen Abweichungen abgesehen, in gleicher Weise zu  $10000^\circ < T < 13000^\circ \text{ K}$ . Die Ergebnisse sind in der Tabelle 1 zusammengestellt.

Auch aus diesen Tabellen ergibt sich, daß die höhere Temperatur von  $13000^\circ \text{ K}$  sowohl dem relativen Verlauf wie der absoluten Größe nach die besseren Resultate liefert, so daß es alle — Argumente zusammengekommen — berechtigt erscheint, die Temperatur von  $13000^\circ \text{ K}$  als richtig anzusehen.

<sup>1)</sup> Eine Betrachtung des Gleichgewichts zwischen Molekülen und Atomen zeigt, daß in  $N_2$  schon bei einer Temperatur von  $10000^\circ \text{ K}$  das Gleichgewicht fast ganz auf die Seite der Atome verschoben ist. Es sind demnach in den heißen, axialen Gebieten des Bogens nicht genügend  $N_2$ -Moleküle zur Bandenemission vorhanden. Die Banden, die beobachtet werden, kommen von kühleren Randpartien und zeigen entsprechend tiefere Temperatur.

Tabelle 1.

## 1. Aufnahme.

Stromstärke 40 Amp., Spannungsabfall am Bogen 230 Volt, Länge des Bogens 10,2 cm.

| $\lambda$ in Å | $T = 13\,000^\circ\text{K}$<br>$P_e = 91\,000\text{ bar} = 69\text{ mm Hg}$<br>$x = 10\%$<br>$\chi = 15,5\text{ Volt}$ |   | $T = 10\,000^\circ\text{K}$<br>$P_e = 74\,000\text{ bar} = 56\text{ mm Hg}$<br>$x = 8\%$<br>$\chi = 12\text{ Volt}$ |   |
|----------------|--|---|---|---|
|                | $\kappa\text{ [cm}^{-1}\text{] exp.}$  | $\kappa\text{ [cm}^{-1}\text{] theor.}$ | $\kappa\text{ [cm}^{-1}\text{] exp.}$   | $\kappa\text{ [cm}^{-1}\text{] theor.}$ |
| 6343           | $3,0 \cdot 10^{-4}$  | $3,7 \cdot 10^{-4}$                     | $5,2 \cdot 10^{-4}$   | $8,1 \cdot 10^{-4}$                     |
| 5962           | 2,1  | 3,5                                     | 3,8   | 7,7                                     |
| 5476           | 1,8  | 3,3                                     | 3,3   | 7,5                                     |
| 5065           | 1,6  | 3,2                                     | 3,1   | 7,4                                     |
| 4747           | 1,2  | 3,1                                     | 2,8   | 7,5                                     |
| 3600           | 1,1  | 3,0                                     | 2,7   | 8,6                                     |
| 3480           | 1,0  | 3,0                                     | 2,4   | 9,0                                     |

## 2. Aufnahme.

Stromstärke 50 Amp., Spannungsabfall am Bogen 235 Volt, Länge des Bogens 11 cm.

| $\lambda$ in Å | $T = 13\,000^\circ\text{K}$<br>$P_e = 90\,000\text{ bar} = 68\text{ mm Hg}$<br>$x = 9,0\%$<br>$\chi = 15,5\text{ Volt}$ |   | $T = 10\,000^\circ\text{K}$<br>$P_e = 71\,000\text{ bar} = 54\text{ mm Hg}$<br>$x = 7,7\%$<br>$\chi = 12\text{ Volt}$ |   |
|----------------|---|---|---|---|
|                | $\kappa\text{ [cm}^{-1}\text{] exp.}$   | $\kappa\text{ [cm}^{-1}\text{] theor.}$ | $\kappa\text{ [cm}^{-1}\text{] exp.}$   | $\kappa\text{ [cm}^{-1}\text{] theor.}$ |
| 6343           | $3,6 \cdot 10^{-4}$   | $3,6 \cdot 10^{-4}$                     | $6,4 \cdot 10^{-4}$   | $7,4 \cdot 10^{-4}$                     |
| 5682           | 4,0   | 3,4                                     | 7,2   | 7,0                                     |
| 4792           | 1,5   | 3,0                                     | 2,9   | 6,8                                     |
| 3600           | 0,6   | 2,8                                     | 1,5   | 8,1                                     |

## 3. Aufnahme.

Stromstärke 31 Amp., Spannungsabfall am Bogen 218 Volt, Länge des Bogens 9 cm.

| $\lambda$ in Å | $T = 13\,000^\circ\text{K}$<br>$P_e = 68\,000\text{ bar} = 52\text{ mm Hg}$<br>$x = 7,3\%$<br>$\chi = 15,5\text{ Volt}$ |   | $T = 10\,000^\circ\text{K}$<br>$P_e = 52\,000\text{ bar} = 40\text{ mm Hg}$<br>$x = 5,4\%$<br>$\chi = 12\text{ Volt}$ |   |
|----------------|---|---|---|---|
|                | $\kappa\text{ [cm}^{-1}\text{] exp.}$   | $\kappa\text{ [cm}^{-1}\text{] theor.}$ | $\kappa\text{ [cm}^{-1}\text{] exp.}$   | $\kappa\text{ [cm}^{-1}\text{] theor.}$ |
| 6343           | $1,7 \cdot 10^{-4}$   | $2,0 \cdot 10^{-4}$                     | $3,1 \cdot 10^{-4}$   | $4,2 \cdot 10^{-4}$                     |
| 5790           | 1,6   | 1,9                                     | 2,8   | 4,0                                     |
| 5115           | 1,0   | 1,7                                     | 2,0   | 4,0                                     |
| 4700           | 0,72  | 1,6                                     | 1,6   | 4,0                                     |
| 3939           | 0,55  | 1,6                                     | 1,3   | 4,3                                     |
| 3524           | 0,44  | 1,6                                     | 1,2   | 4,9                                     |

Als Beispiel für die Zwischenstufe der Berechnungen sei der Verlauf der nicht integrierten Gleichung (5), also die Abhängigkeit der Stromdichte

vom Bogenradius für die zweite Aufnahme der Tabelle 1 graphisch in Fig. 2 wiedergegeben.

Aus der graphischen Integration der in Fig. 2 dargestellten Kurve gewinnt man gemäß der Gleichung (5) den Ionisationsgrad und berechnet damit den Absorptionskoeffizienten in Abhängigkeit von  $h\nu/kT$ .

Schon in der Fig. 3 der vorhergehenden Arbeit hatten wir den bei verschiedenen Messungen gefundenen Verlauf der Relativwerte von  $\alpha$  in Ab-

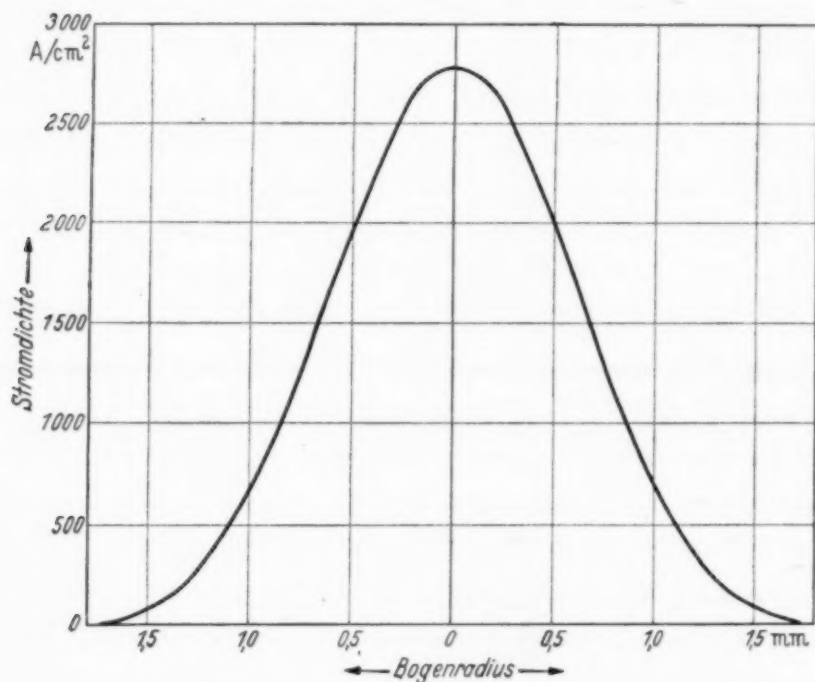


Fig. 2. Verteilung der Stromdichte über den Querschnitt des Bogens.

hängigkeit von  $h\nu/kT$  aufgetragen. Unsere neuen Messungen erlauben nun, die älteren Meßreihen nach kleineren  $h\nu/kT$ -Werten (entsprechend der höheren Temperatur) fortzusetzen und gleichzeitig ihrem Absolutbetrag nach festzulegen: Für die einzelnen Aufnahmen wurde zunächst wieder  $\log \alpha$  in Abhängigkeit von  $h\nu/kT$  aufgetragen und dann diese Kurvenstücke soweit in vertikaler Richtung verschoben, daß sie sich möglichst stetig an das aus der ersten Aufnahme ( $T \approx 13000^\circ \text{K}$ ,  $P_e \approx 9,1 \cdot 10^4 \text{ bar}$ ) gewonnene anschlossen. Hierdurch sind alle Aufnahmen auf den bei der ersten Aufnahme herrschenden Elektronendruck bezogen. So entstand die ausgezogene Kurve in Fig. 3 der vorliegenden Arbeit.

Zum Vergleich wurde für die Druck- und Temperaturverhältnisse der ersten Aufnahme (auf die nun die übrigen ja bezogen sind)  $\alpha [\text{cm}^{-1}]$  nach der in der vorhergehenden Arbeit angegebenen Formel (2) unter der Annahme



einer effektiven Kernladungszahl  $Z + s = 1$  berechnet, und in der Fig. 3 gestrichelt eingezeichnet.

Wie der Vergleich der beiden Kurven zeigt, verläuft die „theoretische“ Kurve anscheinend etwas flacher als die „gemessene“; in ihrem Minimum unterscheiden sie sich nur um einen Faktor  $\sim 3$ . In Anbetracht der der Theorie zugrunde liegenden, ziemlich rohen Näherungen und der Schwierig-

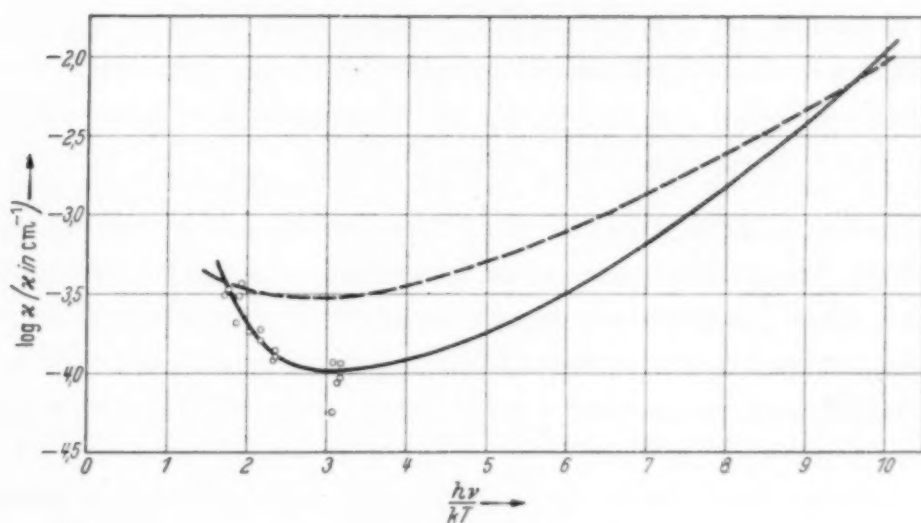


Fig. 3<sup>1)</sup>. Kontinuierlicher Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit von  $\frac{h\nu}{kT}$ .  
— Messungen; --- Theorie.

keit der Messungen kann man dies als befriedigende Übereinstimmung bezeichnen.

Als weiteres Ergebnis, das besonders für die Astrophysik von Bedeutung ist, kann man aus der befriedigenden Übereinstimmung von Experiment und Theorie in der angegebenen Form schließen, daß die effektive Kernladungszahl  $Z + s$  ([in der Formel (2) der vorhergehenden Arbeit] für den kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten keinesfalls wesentlich über 1 liegen kann.

#### Zusammenfassung.

In einer vorangegangenen Arbeit konnte der *relative* Verlauf des kontinuierlichen Absorptionskoeffizienten im Spektrum eines elektrischen Kohlelichtbogens in Abhängigkeit von der Wellenlänge mit dem theoretisch zu erwartenden Verlauf verglichen werden. In der vorliegenden Arbeit

<sup>1)</sup> Eingezeichnet sind als Meßpunkte nur die in dieser Arbeit neu hinzugekommenen Werte. Für den Verlauf der Kurve nach größeren  $h\nu/kT$ -Werten ist der Mittelwert aus der früheren Arbeit eingezeichnet.

wurde der Meßbereich weiter ausgedehnt und der *Absolutbetrag* des Absorptionskoeffizienten gemessen. Zu diesem Zweck wurde der Lichtbogen in einem 10 mm weiten Quarzrohr mit einem schnell rotierenden  $N_2$ -Wirbel stabilisiert, so daß sich der Bogen bei einer Stromstärke von 30 bis 50 Amp. zu einem Faden von nur 1 bis 2 mm Durchmesser zusammenschnürte. Dadurch stieg die Stromdichte auf etwa 2600 Amp./cm<sup>2</sup>, der Elektronendruck auf 50 bis 60 mm Hg und die Temperatur auf 13000° K. Auch bei diesen Messungen ist der Verlauf der experimentellen Kurve ähnlich dem der theoretischen, nur verläuft letztere etwas flacher. Dem Absolutbetrage nach stimmen beide, von der durch die Verschiedenheit des Verlaufs bedingten Abweichung abgesehen, ziemlich überein.

Herr Prof. Dr. A. Unsöld und Herr Dr. W. Lochte-Holtgreven haben diese Arbeit durch anregende Diskussionen in dankenswerter Weise gefördert. Ihre Durchführung wurde durch ein Stipendium der Deutschen Forschungsgemeinschaft ermöglicht, der ich hierfür zu großem Dank verpflichtet bin.

## Über eine neue Entladungsform des stabilisierten Lichtbogens.

Von **W. Lochte-Holtgreven** und **H. Maecker** in Kiel.

(Eingegangen am 20. Juni 1940.)

Der in der vorhergehenden Arbeit eingehend beschriebene stabilisierte Lichtbogen wird mit gewissen Entladungsformen in der Hg-Höchstdrucklampe verglichen. Die Entladungserscheinungen werden diskutiert.

Die experimentelle und theoretische Erforschung der Bogenentladung in Gasen oder Dämpfen hat in letzter Zeit durch die Konstruktion der Hg-Höchstdrucklampe eine wesentliche Erweiterung erfahren. Die Höchstdrucklampe unterscheidet sich von den früher bekannten Hg-Lampen durch eine gesteigerte Leistungsaufnahme bei hohem Druck, parallelgehend mit einer dann erfolgenden Einschnürung der leuchtenden Säule innerhalb der Lampe. In dieser scharf begrenzten leuchtenden Säule herrscht eine hohe Temperatur und in der Strahlung der Lampe tritt ein entsprechend modifiziertes Spektrum auf. Nach Untersuchungen von Rompe und Schulz<sup>1)</sup> lassen sich dabei zwei Arten von Hg-Hochdruckentladungen mit unterschiedlichem Verhalten bezüglich der leuchtenden Säule erkennen. Bei Drucken bis zu 15 Atm. und einer Leistungsaufnahme von etwa 30 bis 80 Watt pro cm Bogensäule ist die Breite des leuchtenden Kanals proportional der Wurzel aus der Leistung, d. h. also, daß mit wachsender Leistung die leuchtende Bogensäule langsam an Querschnitt zunimmt. Demgegenüber bleibt bei Drucken von 20 Atm. aufwärts und Leistungen größer als 500 Watt/cm der leuchtende Querschnitt *unabhängig von der Leistung konstant*. Dieses Ergebnis erscheint zunächst überraschend und wird von Rompe und Schulz auf die Wirkung einer stabilisierenden Konvektionsströmung zurückgeführt, welche mechanisch die Ausdehnung des leitenden Kanals beschränkt.

Im Hinblick auf diese Feststellungen erscheint es nicht unangebracht, auf die Untersuchungen am stabilisierten Lichtbogen hinzuweisen, die in der vorstehenden Arbeit beschrieben sind und zu ganz analogen Ergebnissen führen.

Die benutzten Lichtbögen brannten stets zwischen Kohlestäben als Elektroden und wurden durch einen Preßluftwirbel stabilisiert. Brennt ein solcher Bogen in einem Führungsrohr von einigen cm lichter Weite,

<sup>1)</sup> R. Rompe u. P. Schulz, ZS. f. Phys. **112**, 691, 1939.

so ist der Bogendurchmesser mit der Stromstärke bzw. mit der Leistungsaufnahme variabel und nimmt mit wachsender Leistung zu. Läßt man den stabilisierten Bogen jedoch in einem Führungsrohr von nur etwa 1 cm lichter Weite (benutzt wurden doppelwandige, wassergekühlte Quarzrohre) brennen, so springt der Bogen plötzlich bei einer scharf definierten Stromstärke um, verwandelt sein Aussehen völlig und wird zu einem sehr hell weißleuchtenden Faden von ganz geringem Durchmesser. Dieser Durchmesser betrug etwa 1 bis 2 mm, die Stromstärke des „Umschlagens“ lag bei etwa 25 Amp. Die Umdrehungsgeschwindigkeit der Luftsäule in dem engen Führungsrohr ist auch bei sparsamster Zuführung der Preßluft schon recht beträchtlich. Die rotierende Luftsäule erzeugt einen Ton, aus dessen Höhe man auf etwa 1000 Umdrehungen pro Sekunde schließen kann.

Berechnet man nun die Leistungsaufnahme in diesem fadenförmigen Lichtbogen, so entspricht diese fast genau den Verhältnissen in der Hg-Höchstdrucklampe, wenn in dieser der leuchtende Kanal konstanten Durchmessers auftritt. Wir erhielten in drei verschiedenen Fällen Leistungsaufnahmen von 750 bis 1000 Watt pro cm Bogensäule.

Tabelle 1.

|                                  |          |          |          |
|----------------------------------|----------|----------|----------|
| Spannung am brennenden Bogen .   | 230 Volt | 235 Volt | 218 Volt |
| Stromstärke . . . . .            | 40 Amp.  | 50 Amp.  | 31 Amp.  |
| Länge des Lichtbogens . . . . .  | 10,2 cm  | 11 cm    | 9 cm     |
| Leistungsaufnahme in Watt/cm . . | 900      | 990      | 750      |

Das Spektrum des Kohlelichtbogens zeigt in diesem Falle — wieder analog der Hg-Höchstdrucklampe — ein starkes Kontinuum, während die Linien im Gegensatz zur Hg-Lampe noch recht scharf auftreten. Dieser Unterschied dürfte wohl auf den sehr verschiedenen Druck zurückzuführen sein, der bei dem Kohlebogen 1 Atm. nicht wesentlich übersteigt.

Wir haben also im Spektrum des stabilisierten Lichtbogens in der beschriebenen Form nicht einen Übergang eines Linienspektrums in ein Kontinuum infolge einer immer stärkeren Linienverbreiterung (bis zum völligen Kontinuum) zu erblicken, sondern neben den verhältnismäßig scharfen Linien tritt ein starkes Kontinuum auf. Quantitative Messungen dieses Kontinuums, die in der vorstehenden Arbeit beschrieben sind, ergaben, daß es sich hier um ein Kontinuum freier Elektronen handelt. Auch das Kontinuum in der Hg-Höchstdrucklampe läßt sich in einem weiten Bereich auf die Strahlung freier Elektronen zurückführen. Wir haben also hinsichtlich des Leuchtmechanismus in beiden Fällen ganz



ähnliche Verhältnisse und der Schluß liegt nahe, daß das „Umschlagen“ der Entladung in beiden Fällen durch analoge Strömungsvorgänge in der umgebenden Gasmasse ausgelöst wird.

Interessant erscheint uns noch das sehr plötzliche Umschlagen der Entladung von der schwächer violett leuchtenden, breiten Entladungsbahn (etwa 5 bis 6 mm Durchmesser innerhalb des Führungsrohres von 10 mm lichter Weite) in die Entladungsform eines sehr hell weißleuchtenden Fadens. Bei gegebenen äußeren Verhältnissen erfolgt das „Umschlagen“ offenbar bei einer ganz bestimmten Leistungsaufnahme im Lichtbogen, wie dies ja auch in ähnlicher Weise von Rompe und Schulz in der Hg-Höchstdrucklampe beobachtet worden ist.

Wird nun das „Umschlagen“ durch Strömungsvorgänge in der umgebenden Gasmasse ausgelöst, so liegt es nahe, an das Einsetzen turbulenter Strömung zu denken, denn bekanntermaßen wird das laminare Strömungsbild durch das Einsetzen der Turbulenz ganz plötzlich geändert. Einen Anhaltspunkt für das Auftreten turbulenter Strömung gewinnt man aus der Größe der Reynoldsschen Zahl. Wir wollen daher versuchen, eine — wenn auch nur ganz rohe — Abschätzung hierfür zu gewinnen. Für die Strömung durch Rohre ist die Reynoldssche Zahl definiert als

$$R = \frac{2 a v \varrho}{\eta}$$

( $2a$  = Durchmesser des Rohres,  $v$  = Geschwindigkeit,  $\varrho$  = Dichte und  $\eta$  = Zähigkeit des Gases).

Der Durchmesser unseres Quarzzylinders beträgt 10 mm. In der Mitte sei der helleuchtende Stromfaden von 2 mm Durchmesser angenommen. Für das tangential und etwas in Richtung der Rohrachse geneigt einströmende, stabilisierende Gas ergibt sich dann ein spiralenförmiger Umlauf, den wir durch eine spiralig umlaufende Röhre von etwa 4 mm Durchmesser ersetzt denken wollen. Die Strömungsgeschwindigkeit  $v$  in dieser Röhre ergibt sich aus der Zahl der Umläufe/sec ( $\approx 10000$  U/sec) mal der Strecke für einen Umlauf. Die Mitte der Gasmasse läuft mit einem Radius von 0,3 cm um die Rohrachse. Dies ergibt einen Weg  $2 r \pi = 1,88$  cm und damit eine Umlaufgeschwindigkeit von 18800 cm/sec. Da sich die Dichte der Gasmasse infolge der Zentrifugalkräfte nach außen steigert, ist der Radius für die Mitte der Gasmasse sicher kleiner als der mittlere Radius, mit dem das Gas umläuft; die tatsächliche mittlere Strömungsgeschwindigkeit ist also sicher größer. Wir wollen in unserer rohen Abschätzung mit  $v = 20000$  cm/sec rechnen. Die Dichte  $\varrho$  und die Zähigkeit  $\eta$  hängen von

der Temperatur ab. Die Maximaltemperatur von  $13000^{\circ}$  herrscht, wie man schon aus dem Verlauf der Stromdichte (Fig. 2 der vorhergehenden Arbeit) schließen kann, nur in der Mitte des leuchtenden Fadens mit  $r \approx 1/10$  mm. Nach außen sinkt die Temperatur schon in der leuchtenden Säule sehr schnell ab. Für das stabilisierende Gas, das außen durch kräftige Wasserkühlung auf unter  $100^{\circ}$  C gehalten wird, wollen wir eine mittlere Temperatur von etwa  $1000^{\circ}$  annehmen<sup>1)</sup>. Damit ergibt sich eine Zähigkeit von etwa  $\eta = 0,00062$  und eine Dichte von etwa  $\rho = 0,00031$ . Mit  $2a = 0,4$  cm wird

$$R = 4000.$$

Da oberhalb von 2200 Turbulenz beobachtet ist, können wir aus dieser rohen Abschätzung eine weitere Stütze für die Auffassung gewinnen, daß das Umschlagen mit dem Einsetzen turbulenter Strömung in der umgebenden Gasmasse zusammenhängt. Die gleiche Erklärung dürfte entsprechend auch für die Hg-Höchstdrucklampe gelten und wurde für den Fall unstabiler brennender Hg-Hochdrucklampen schon von Elenbaas<sup>2)</sup> nachgewiesen. Wir sehen hier also eine Rückwirkung der hydrodynamischen Vorgänge im umgebenden Gas auf die Gestaltung der Entladung selbst. Experimentelle Untersuchungen über weitere Einzelheiten dieser Erscheinung sollen baldmöglichst weitergeführt werden.

<sup>1)</sup> Jede tiefere Temperatur würde eine noch größere Reynoldssche Zahl ergeben. — <sup>2)</sup> W. Elenbaas, *Physica* **3**, 484, 1936.

(Aus dem Physikalischen Institut der Technischen Hochschule in Wien.)

## Neue Untersuchungen über magnetische Drehung in doppelbrechenden Medien.

Von Fritz Gabler.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 7. Juni 1940.)

Die Gleichungen, die das Verhalten eines doppelbrechenden Mediums im Magnetfeld beschreiben, werden einer allgemeinen Diskussion unterzogen. Danach sind zwei Möglichkeiten zu unterscheiden. Erstens: die magnetische Drehung ist klein; dann verschwindet sie rasch, sobald merkliche Doppelbrechung eintritt. Zweitens: die magnetische Drehung ist groß; in diesem Falle nimmt die Drehung mit der Doppelbrechung zunächst noch weiter zu, um sich für stärkere Doppelbrechungen in abklingender Schwingung einem bestimmten Drehungswert anzunähern. Je nach Größe der ursprünglichen magnetischen Drehung ist dieser Grenzwert gleich  $\pi$ ,  $2\pi$ ,  $3\pi$  usw. — Im weiteren werden die wesentlichen Teile einer Apparatur beschrieben, die zur Prüfung der vorstehenden Diskussionsergebnisse dient. Das Magnetfeld wird in einer hochbelastbaren Stromspule, die Doppelbrechung in einer nitrobenzolgefüllten Kerr-Zelle erzeugt. Aus den Messungen des Polarisationszustandes eines die Zelle passierenden Lichtbündels wird eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Rechnung und Beobachtung abgeleitet.

### I. Einleitung.

Bringt man ein doppelbrechendes, optisch inaktives Medium in ein Magnetfeld, so zeigt es folgendes eigentümliche Verhalten<sup>1)</sup>: Parallel zu den Kraftlinien des Magnetfeldes vermögen sich im Innern des Mediums zwei elliptisch polarisierte Wellen (ausgezeichnete Schwingungen) ohne Änderung ihres Polarisationszustandes fortzupflanzen. Ihre gekreuzt orientierten Schwingungsellipsen sind einander ähnlich, aber von entgegengesetztem Umlaufsinn, während die Achsen mit den Hauptschwingungsrichtungen des doppelbrechenden Mediums zusammenfallen. Die Elliptizität der ausgezeichneten Schwingungen ist durch

$$k = \frac{1}{2p} \left[ - (n''^2 - n'^2) \pm \sqrt{(n''^2 - n'^2)^2 + 4p^2} \right]$$

gegeben, worin  $n'$  bzw.  $n''$  ( $n'' > n'$ ) die Brechungsexponenten bedeuten, die bei gleicher Lichteinfallrichtung, aber verschwindendem Magnetfeld wirksam sind;  $p$  ist eine der magnetischen Feldstärke proportionale, richtungsabhängige Größe. Die Brechungsexponenten  $n$  für die beiden ausgezeichneten Schwingungen berechnet man aus

$$n^2 = \frac{1}{2} \left[ n''^2 + n'^2 \mp \sqrt{(n''^2 - n'^2)^2 + 4p^2} \right].$$

<sup>1)</sup> Vgl. z. B. M. Chauvin, Ann. fac. scienc. Toulouse 3 (J) 1889.

Unter Benutzung des eben beschriebenen Sachverhaltes löst man ohne weiteres, wie das in einer früheren Arbeit (die im nachstehenden kurz als Arbeit I bezeichnet wird) geschehen ist<sup>1)</sup>, das folgende allgemeine Problem: auf eine im Magnetfeld befindliche planparallele Platte irgendeines doppelbrechenden Mediums falle in der Richtung der Kraftlinien und senkrecht zur Plattenoberfläche eine elliptisch polarisierte Lichtwelle auf. Welches ist der Polarisationszustand der austretenden Welle?

Ohne hier diese Frage näher zu erörtern, wollen wir uns nur mit einem Sonderfall des allgemeinen Problems befassen. Es soll nämlich nicht elliptisch, sondern linear und parallel zu einer der beiden Hauptschwingungsrichtungen polarisiertes Licht auf die doppelbrechende Platte treffen. Sei das Azimut der einfallenden Schwingung einfachheitshalber mit Null bezeichnet, so entnimmt man die Bestimmungsstücke der Schwingungsellipse — Azimut  $\varphi$  und Elliptizität  $\operatorname{tg} \psi$  — den beiden Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} 2\varphi &= \frac{\sin 2\vartheta \sin \delta}{\cos^2 2\vartheta + \sin^2 2\vartheta \cos \delta}, \\ \sin 2\psi &= \pm \sin^2 \frac{\delta}{2} \sin 4\vartheta. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Hierin bedeuten

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{tg} \vartheta &= k = \frac{1}{\delta_0} (\sqrt{\Delta^2 + \delta_0^2} - \Delta) \\ \text{und} \quad \delta &= \sqrt{\Delta^2 + \delta_0^2}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

wobei  $\delta_0$ , wie früher die Größe  $p$ , der magnetischen Feldstärke proportional ist. Mit  $\Delta$  bezeichnen wir die Phasendifferenz zwischen ordentlichem und außerordentlichem Strahl bei verschwindendem Magnetfeld (Doppelbrechung allein wirksam;  $\delta_0 = 0$ ); verschwindet umgekehrt die Doppelbrechung (Drehung allein wirksam;  $\Delta = 0$ ), so ergibt sich die Bedeutung von  $\delta_0 = 2\varphi$  als Phasendifferenz der rechts- bzw. linkszirkularpolarisierten Schwingung, aus deren Superposition die magnetische Drehung resultiert. Aus dem Zusammenwirken von Drehung und Doppelbrechung entsteht eine Phasenverschiebung der beiden ausgezeichneten Schwingungen, die in der Gleichung (2) mit  $\delta$  bezeichnet wurde.

Die angeführten Formeln gelten sinngemäß auch, wenn die Doppelbrechung künstlich durch ein nicht zu starkes elektrisches<sup>2)</sup> oder magnetisches<sup>3)</sup> Feld, oder durch äußeren Druck<sup>4)</sup> erzeugt wird; ferner auch im Falle die Drehung ihre Ursache in natürlicher Aktivität hat<sup>5)</sup>.

<sup>1)</sup> F. Gabler, Wiener Ber. IIa, 148, 111, 1939. — <sup>2)</sup> R. de Malleman, Ann. de phys. (10) 2, 5, 1924. — <sup>3)</sup> A. Dupouy u. M. Scherer, ebenda (10) 19, 5, 1933. — <sup>4)</sup> W. Wedding, Wied. Ann. 35, 25, 1888. — <sup>5)</sup> R. de Malleman, a. a. O.



Die Diskussion der Gleichung (1) und (2) liefert in Übereinstimmung mit der Erfahrung und für nicht zu große Drehungsparameter, wie sie in normalen Magnetfeldern bei mäßigen Präparatdicken auftreten, folgendes: das Azimut  $\varphi$  der mehr oder weniger gestreckten Schwingungsellipsen führt mit zunehmender Doppelbrechung  $\Delta$ , von einem Maximalwert für  $\Delta = 0$  ausgehend, eine Oszillation mit abnehmender Amplitude aus; gleichzeitig resultiert eine vom Funktionswert Null ausgehende, ebenfalls oszillatorisch veränderliche und langsam abnehmende Elliptizität. Das absolute Maximum von  $\varphi$  findet sich für verschwindende Doppelbrechung; es hat den Wert  $\varphi_{\max} = \frac{\delta_0}{2}$ . Analog hierzu ist der erste Extremwert von  $\psi$  am größten. Die weiteren, relativen Extremwerte von  $\varphi$  und  $\psi$  werden mit wachsender Doppelbrechung immer kleiner, denn beide Oszillationen nähern sich für große  $\Delta$  asymptotisch Null.

Betrachtet man jedoch die Kurvenscharen  $\varphi = f(\Delta, \delta_0)$  und  $\psi = g(\Delta, \delta_0)$  für beliebige, positive Werte des Parameters  $\delta_0$ , so erkennt man, daß die eben angedeutete Diskussion unvollständig ist. Wir werden sie sogleich umfassender gestalten.

## II. Diskussion.

Indem wir  $\vartheta$  durch die erste Gleichung (2) ausdrücken, erhalten die Gleichungen (1) eine für das Weitere zweckmäßige Gestalt<sup>1)</sup>, nämlich:

$$\operatorname{tg} 2\varphi = \frac{\delta_0 \delta \sin \delta}{\Delta^2 + \delta_0^2 \cos \delta} \quad (3)$$

und

$$\sin 2\psi = \frac{2\Delta\delta_0}{\delta^2} \cdot \sin^2 \frac{\delta}{2}, \quad (4)$$

worin nur mehr die Abkürzung  $\delta = \sqrt{\Delta^2 + \delta_0^2}$  vorkommt; in Gleichung (4) haben wir auf das Doppelvorzeichen, das ja nur den Umlaufssinn der Schwingungsellipse angibt, verzichtet.

Was zunächst die Kurvenschar  $\varphi = f(\Delta, \delta_0)$  angeht, so besitzt jede einzelne Kurve für  $\Delta = 0$  eine horizontale Tangente, wenn wir  $\varphi$  als Ordinate und  $\Delta$  als Abszisse auftragen. Doch sind die zugehörigen Extremwerte nicht allesamt Maxima! Um dies zu zeigen, bilden wir die zweite Ableitung, und zwar, um unnötige Rechenarbeit zu sparen, näherungsweise für kleine  $\Delta$ . Indem wir in Gleichung (3) alle höheren als die zweiten Potenzen von  $\Delta$

<sup>1)</sup> Vgl. auch R. de Malleman, a. a. O.

gegen 1 vernachlässigen, nähern wir diese Gleichung in der Umgebung der Ordinatenachse durch die Parabelschar

$$\varphi = \frac{\delta_0}{2} + \frac{1}{4\delta_0^2} (\delta_0 + \sin \delta_0 \cos \delta_0 - 2 \sin \delta_0) \cdot \Delta^2$$

an. Es ist also der zweite Differentialquotient an der Stelle  $\Delta = 0$ :

$$\left( \frac{d^2 \varphi}{d \Delta^2} \right)_{\Delta=0} = \frac{1}{2\delta_0^2} (\delta_0 + \sin \delta_0 \cos \delta_0 - 2 \sin \delta_0),$$

was positiv oder negativ sein kann. Die einzige reelle Nullstelle dieses Ausdruckes liegt in der Nähe von  $\delta'_0 = 122^\circ 29'$ , wovon man sich am besten durch Probieren überzeugt. Ist der Parameter kleiner als  $\delta'_0$ , so zeigen die Kurven der Gleichung (3) den uns bereits bekannten Verlauf einer Oszillation abnehmender Amplitude. Für alle anderen Kurven ( $\delta_0 > \delta'_0$ ) liegt jedoch im Punkte  $\Delta = 0$ ,  $\varphi = \frac{\delta_0}{2}$  ein Minimum vor, d. h. diese Kurven biegen von der Ordinatenachse weg nach oben. Um uns über ihre Form klar zu werden, bilden wir die Ableitung  $\frac{d\varphi}{d\Delta}$  für alle jene Werte von  $\Delta$ , bei denen  $\delta$  ein Vielfaches von  $\pi$  wird, d. h. bei  $\delta = n\pi$ , ( $n \neq 0$ ), oder  $\Delta_1 = \sqrt{n^2 \pi^2 - \delta_0^2}$ .

Diese leicht zu bildende Ableitung  $\left( \frac{d\varphi}{d\Delta} \right)_{\Delta_1}$ , die wir zur Abkürzung für den Augenblick  $q$  nennen wollen, bedeutet einfach die Steigung der Funktion  $\varphi$  dort, wo  $\operatorname{tg} 2\varphi$  eine Nullstelle besitzt. Bei der Berechnung von  $q$  sind zwei Fälle zu unterscheiden:

1.  $n = 2m$ , eine gerade Zahl. Es ergibt sich aus Gleichung (3):

$$q = \frac{1}{2} \frac{\sqrt{4m^2 \frac{\pi^2}{\delta_0^2} - 1}}{4m^2 \frac{\pi^2}{\delta_0^2}},$$

was im reellen Gebiet  $\left( 2m \frac{\pi}{\delta_0} > 1 \right)$  immer positiv bleibt.

2.  $n = 2m + 1$ , eine ungerade Zahl. Hiermit wird

$$q = -\frac{1}{2} \frac{\sqrt{(2m+1)^2 \frac{\pi^2}{\delta_0^2} - 1}}{(2m+1)^2 \frac{\pi^2}{\delta_0^2} - 2}.$$

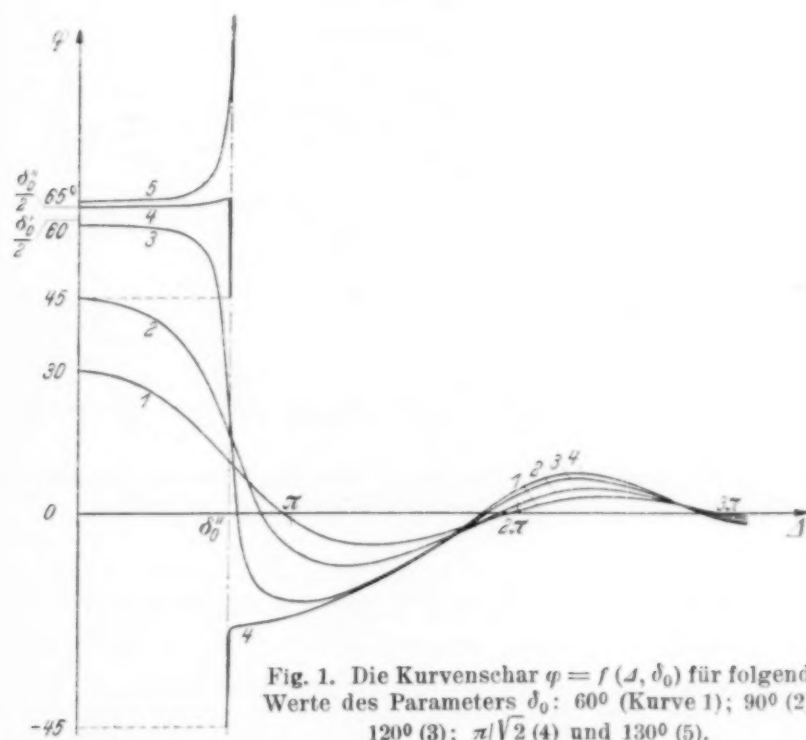
Dieser Ausdruck kann im reellen Gebiet  $\left[ (2m+1) \frac{\pi}{\delta_0} > 1 \right]$  positiv oder negativ sein.

Nun berechnen wir die einzelnen Differentialquotienten schrittweise.

a)  $\delta_0 < \frac{\pi}{\sqrt{2}}$ . Die erste Nullstelle ( $n = 1$ ) von  $\operatorname{tg} 2\varphi$  liefert nach Fall 2:  $q < 0$ ; wir befinden uns auf einem abfallenden Kurvenstück. Hier kann

daher, weil die Kurve vom positiven Funktionswert  $\varphi = \frac{\delta_0}{2}$  auf der Ordinatenachse ausgeht, nur  $\varphi = 0$  sein. An den weiteren Nullstellen von  $\operatorname{tg} 2\varphi$  ( $n = 2, 3$  usw.) erhalten wir, jeweils nach den Fällen 1 oder 2 berechnet,  $q$  mit alternierendem Vorzeichen, d. h. die Kurve oszilliert, wie bekannt, um die  $\Delta$ -Achse.

b)  $\frac{\pi}{\sqrt{2}} < \delta_0 < \pi$ . Mit  $n = 1$  und  $n = 2$  erhält man  $q > 0$ ; die erste und zweite Nullstelle von  $\operatorname{tg} 2\varphi$  wird von der Funktion  $\varphi$  im aufsteigenden Teil durchlaufen, weshalb die zugehörigen Funktionswerte  $90^\circ$  und  $180^\circ$



betragen müssen. Da für alle weiteren  $n$  die Vorzeichen von  $q$  abwechseln, oszilliert die Kurve um  $\varphi = 180^\circ$ . Sie schneidet, im Gegensatz zu a) die Abszissenachse nicht.

c)  $\pi < \delta_0 < \frac{3\pi}{\sqrt{2}}$ . Hierfür gilt das unter b) Gesagte, nur mit dem Unterschied, daß die erste Nullstelle ( $n = 1$ ) imaginär ausfällt.

Schreitet man zu größeren Parametern  $\delta_0$  fort, so erhält man nach der angedeuteten Rechnungsweise Oszillation der Kurven um  $360^\circ$ , sofern  $\frac{3\pi}{\sqrt{2}} < \delta_0 < \frac{5\pi}{\sqrt{2}}$ ; um  $540^\circ$  sofern  $\frac{5\pi}{\sqrt{2}} < \delta_0 < \frac{7\pi}{\sqrt{2}}$  usw.

Zusammenfassend entwirft man von der Kurvenschar  $\varphi = f(\Delta, \delta_0)$  ein Bild, wie es die Fig. 1 und 2 zeigen. Fig. 1 stellt zunächst drei Kurven

mit Parametern  $\delta_0 < \delta_0'' = \frac{\pi}{\sqrt{2}}$  dar. (Kurve 1 mit  $\delta_0 = 60^\circ$ , Kurve 2 mit  $\delta_0 = 90^\circ$  und Kurve 3 mit  $\delta_0 = 120^\circ$ .) Mit wachsendem Parameter rücken dabei die Nullstellen immer weiter nach links und nähern sich mit großer Doppelbrechung an die Werte  $\Delta = n\pi$  an. (Dies entspricht dem immer mehr gegen die magnetische Drehung ins Gewicht fallenden Einfluß

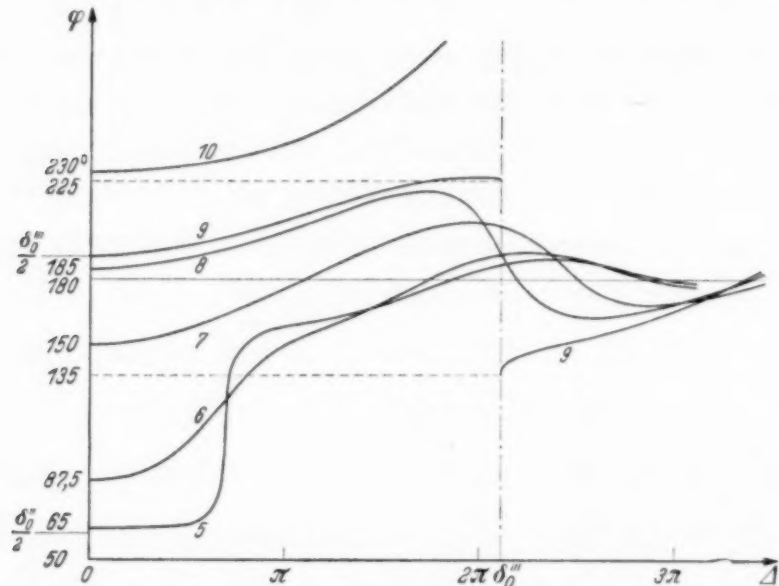


Fig. 2. Die Kurvenschar  $\varphi = f(\Delta, \delta_0)$  für folgende Werte des Parameters  $\delta_0$ :  $130^\circ$  (Kurve 5);  $175^\circ$  (6);  $300^\circ$  (7);  $370^\circ$  (8);  $3\pi/\sqrt{2}$  (9) und  $460^\circ$  (10).

der Doppelbrechung.) Wird  $\delta_0$  größer als  $\delta_0''$ , so biegen sich die Kurven von  $\Delta = 0$  an rasch nach oben, wie dies Kurve 5 ( $\delta_0 = 130^\circ$ ), im Gegensatz zu allen anderen auf Fig. 1, veranschaulicht. Die Trennung beider Typen bildet die Grenzkurve mit  $\delta_0 = \delta_0''$  (Kurve 4): nach anfänglichem schwachen Anstieg fällt sie steil gegen den Punkt  $\Delta = \delta_0''$  und  $\varphi = 45^\circ$  ab, jedoch ist die Ordinate für  $\Delta = \delta_0''$  unbestimmt (strichpunktiert eingezeichnet). Den physikalischen Sinn dieses merkwürdigen Verhaltens werden wir sogleich kennenlernen. Die Grenzkurve setzt sich sodann bei  $\Delta = \delta_0''$  und  $\varphi = -45^\circ$  fort, um weiterhin wie die Kurven mit  $\delta_0 < \delta_0''$  um die Abszissenachse zu oszillieren. Man beachte, daß unter allen Nullstellen diejenigen der Grenzkurve am weitesten nach links vorgeschoben sind.

Um die Figur nicht unübersichtlich zu machen, sind weitere Kurven für  $\delta_0 > \delta_0''$  in eine neue Abbildung eingetragen. Fig. 2 zeigt zunächst einige Beispiele mit einem Parameter  $\frac{\pi}{\sqrt{2}} < \delta_0 < \frac{3\pi}{\sqrt{2}}$ . (Kurve 5 mit  $\delta_0 = 130^\circ$ , 6 mit  $\delta_0 = 175^\circ$ , 7 mit  $\delta_0 = 300^\circ$  und 8 mit  $\delta_0 = 370^\circ$ .) Sie streben in anfangs kompliziertem, später (für größere  $\delta_0$ ) einfachem Verlauf der Ge-



raden  $\varphi = 180^\circ$  zu, um welche sie abklingende Schwingungen ausführen. Auch hier wachsen die Amplituden und rücken die Schnittpunkte mit der Achse  $\varphi = 180^\circ$  immer weiter nach links, je größer  $\delta_0$  wird. Das Gebiet, welches die Kurvenschar dieser Art erfüllt, wird abermals von einer Grenzkurve abgeschlossen, die den Parameter  $\delta_0 = \delta_0''' = \frac{3\pi}{\sqrt{2}}$  besitzt (Kurve 9). Sie zeigt bei  $\Delta = \delta_0'''$  die gleiche Singularität wie die erste Grenzkurve bei  $\Delta = \delta_0''$ . Wächst der Parameter noch über  $\delta_0'''$  hinaus, so steigen die Kurven weiter an (Kurve 10 mit  $\delta_0 = 460^\circ$ ) und oszillieren um  $\varphi = 360^\circ$ . Allgemein kann man sagen, daß die einzelnen Kurventypen, die jeweils ab-

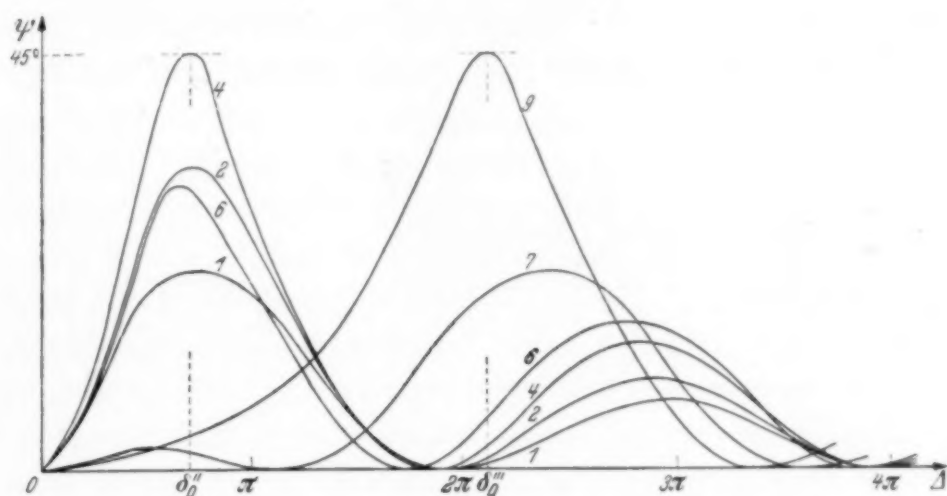


Fig. 3. Die Kurvenschar  $\psi = g(\Delta, \delta_0)$  für folgende Werte des Parameters  $\delta_0$ :  $60^\circ$  (Kurve 1);  $90^\circ$  (2);  $\pi/\sqrt{2}$  (4);  $175^\circ$  (6);  $300^\circ$  (7) und  $3\pi/\sqrt{2}$  (9).

klingende Schwingungen um die Geraden  $\varphi = 0, 180, 360^\circ$  usw. darstellen, durch Grenzkurven voneinander geschieden werden, die bei  $\Delta = \delta_0 = \frac{2m+1}{\sqrt{2}} \cdot \pi$  eine Singularität in Form einer unbestimmten Ordinate aufweisen. Berechnen wir nach Gleichung (4) die Elliptizität an diesen Stellen, so finden wir stets  $\tan \psi = 1$ , was zirkular polarisiertem Licht entspricht. In diesem Falle kann von einem Azimut nicht mehr gesprochen werden, was sich in der Unbestimmtheit von  $\varphi$  nach Gleichung (3) ausdrückt.

Die Zeichnung der Kurvenschar  $\psi = g(\Delta, \delta_0)$  bietet keine Schwierigkeiten. In Fig. 3 sind die nach Gleichung (4) berechneten Elliptizitäten für die Parameter  $\delta_0 = 60^\circ$  (Kurve 1);  $90^\circ$  (2);  $\frac{\pi}{\sqrt{2}}$  (4);  $175^\circ$  (6);  $300^\circ$  (7) und  $\frac{3\pi}{\sqrt{2}}$  (9) wiedergegeben. Mit zunehmendem  $\delta_0$  rücken ihre Maxima nach links, während (bei festgehaltener Doppelbrechung) die Elliptizität

bis zu einem Höchstwert ansteigt, um sodann in kleiner werdenden Schwingungen gegen Null abzufallen. Ansonsten bedarf die Darstellung nach dem bereits Gesagten wohl keiner weiteren Erläuterung.

### III. Meßanordnung und Meßergebnisse.

Nach der oben gegebenen ausführlichen Diskussion der Gleichungen (3) und (4) sei in großen Zügen die Versuchsanordnung besprochen, die zur Prüfung der gewonnenen Ergebnisse diente.

Um saubere Verhältnisse zu erzielen, wurde, wie schon in der Arbeit I, eine nitrobenzolgefüllte Kerr-Zelle als Medium variabler Doppelbrechung benutzt. Da sich die gleichzeitig erforderliche starke Drehung mit einem

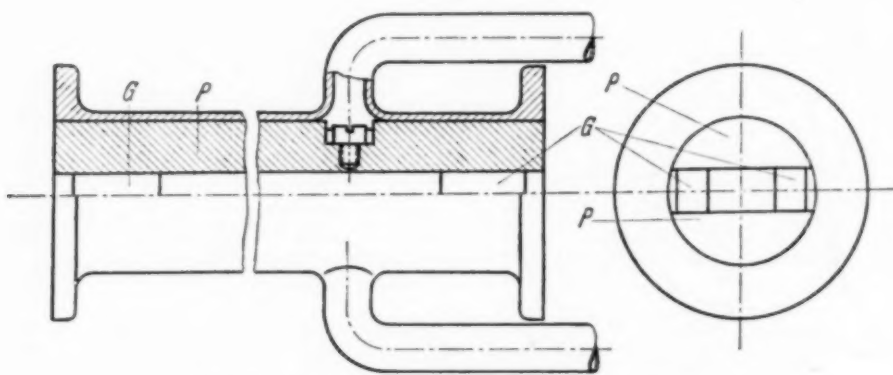


Fig. 4. Ansicht und Schnitt der Kerr-Zelle.

Magneten nicht erzielen läßt, war zur Erzeugung des Magnetfeldes eine wassergekühlte Stromspule konstruiert worden. Bei einer lichten Weite von 50 mm und einer Wicklungslänge von 900 mm war der 600 mm lange Mittelteil der Spule von hinreichend (d. h. bis auf etwa 1 %) homogenem Magnetfeld erfüllt. Pro Ampere Speisestrom erzielte man dort eine Feldstärke von etwa 50 Ørsted. Die stärkste, aber nur kurzzeitig zulässige Belastung betrug rund 60 Amp., der erreichbare Höchstwert des Feldes daher etwa 3000 Ørsted. Im Innern der Spule befand sich die coaxial justierte, in Fig. 4 annähernd maßstabrichtig dargestellte Kerr-Zelle. Die beiden Kondensatorplatten *P*, durch Glasstücke *G* distanziert, passen in ein genau zylindrisches Duranglasrohr (KPG-Rohr von Schott u. Gen.), welches zwei entsprechend geformte Rohransätze, sowie an den Enden Flanschen angesetzt erhielt. Durch die Ansätze führen die Spannungszuleitungen zu den Platten des Kondensators. Um die Distanzstücke am Gleiten zu hindern, trägt die eine Platte Metallstifte, die in entsprechende Bohrungen im Glas passen. (In der Fig. 4 nicht gezeichnet.) Die Länge der

Kondensatorplatten betrug 600 mm, ihre Distanz etwa 7 mm. Zum Abschluß der Zelle dienten in Fig. 4 nicht gezeichnete, spannungsfreie Duranglasplatten. Das Füllen der Zelle geschah unter den bekannten Vorsichtsmaßregeln<sup>1)</sup> durch eines der Spannungszuleitungsrohre.

Zur Messung des Achsenverhältnisses und des Azimuts der Schwingungsellipse standen ein Sénarmontscher Kompensator<sup>2)</sup> und eine Bravais'sche Halbschattenplatte<sup>3)</sup> zur Verfügung. Um Fehlmessungen zu vermeiden und um die Empfindlichkeit der Halbschattenapparate ausnutzen zu können, mußte das durch den Kondensatorspalt geschickte Lichtbündel so eng gemacht werden, daß es die Platten nirgends berührte und somit störende Reflexionen ausgeschaltet waren. Auch zeigte es sich, daß bei den großen zur Messung gelangenden Phasenverschiebungen die Einfärbigkeit der als Lichtquelle dienenden und mit einem passenden Filter<sup>4)</sup> ausgerüsteten Quecksilberhochdruckdampflampe nicht mehr ausreichte um höchste Empfindlichkeit bei der Messung zu gewährleisten. Es bewährte sich jedoch eine senkrecht zur optischen Achse geschnittene Quarzplatte in den Strahlengang einzuführen, welche in Verbindung mit einem Polarisationsprisma als zusätzliches Filter wirkte<sup>5)</sup>. Wegen der starken Rotationsdispersion von Quarz ist es nämlich bei passender Plattendicke und geeigneter Orientierung des Polarisationsprismas ein Leichtes, das gewünschte Licht (im vorliegenden Falle das der grünen Linie 5461 Å) mit praktisch unverminderter Intensität, den Rest aber nahezu ausgelöscht zu erhalten.

Was die übrigen Einzelheiten der Versuchsanordnung anlangt, so sei auf die Arbeit I hingewiesen, in welcher sie im wesentlichen schon enthalten sind.

Der Gang der Messungen, bei denen mich meist Herr cand. phys. A. Zeitlinger unterstützte, war im allgemeinen der folgende: Durch Einstellen eines bestimmten Magnetfeldes legt man einen Parameter  $\delta_0$  fest. Sodann wird in der Kerr-Zelle eine Doppelbrechung erzeugt, die im magnetfeldlosen Zustand eine Phasendifferenz  $\Delta$  hervorruft. Azimut  $\varphi$  und Achsenverhältnis  $\tan \psi$  der Schwingungsellipse des aus der Kerr-Zelle austretenden Lichtes werden nach bekannten Methoden bestimmt [vgl. Arbeit I<sup>6)</sup>]. Es

<sup>1)</sup> F. Gabler u. P. Sokob, ZS. f. techn. Phys. 17, 199, 1936. —

<sup>2)</sup> F. Gabler u. P. Sokob, ZS. f. Instrkde. 58, 301, 1938. — <sup>3)</sup> G. Szivessy u. W. Herzog, ebenda 58, 229, 1939. — <sup>4)</sup> Th. W. Schmidt, ebenda 55, 336, 1935. — <sup>5)</sup> F. Gabler, Phys. ZS. 41, 1940; im Druck. — <sup>6)</sup> Siehe z. B. auch G. Szivessy u. W. Herzog, ZS. f. Instrkde. 59, 97, 1939.

ergab sich danach<sup>1)</sup> eine sehr gute Übereinstimmung zwischen beobachteten und erwarteten Werten. Während ältere Beobachtungen<sup>2)</sup> insbesondere erkennen ließen, daß die magnetische Drehung mit wachsender Doppelbrechung rasch verschwindet, war in den hier mitgeteilten Untersuchungen bei großen Werten des Parameters ( $\delta_0 > \frac{\pi}{\sqrt{2}}$ ) deutlich eine erhebliche Zunahme der Drehung zu beobachten<sup>3)</sup>. Leider entzieht sich das Verhalten von  $\varphi$  auf der Grenzkurve gerade in der Umgebung der interessanten singulären Stelle der Beobachtung, da dort die Meßergebnisse wegen der starken Elliptizität unsicher werden. Doch ist aus den weiteren Messungen am Verlauf der Kurven, wie er in den Fig. 1, 2 und 3 dargestellt ist, nicht zu zweifeln<sup>4)</sup>.

---

<sup>1)</sup> Wegen der starken Belastung der Stromspule mußte sehr rasch gearbeitet werden, weshalb große Empfindlichkeit der Halbschattenapparate unerläßliche Voraussetzung war. Des öfteren wurde sogar der Analysator auf den zu erwartenden Wert eingestellt und durch kurzzeitiges Einschalten der Spule das Ergebnis der Rechnung überprüft. — <sup>2)</sup> Z. B. M. Chauvin, a. a. O. — <sup>3)</sup> Natürlich ist es nicht exakt, bei gleichzeitig vorhandener Doppelbrechung überhaupt noch von Drehung zu sprechen, da es sich ja um elliptisch polarisiertes Licht handelt. Hier ist einfach der Winkel gemeint, den die große Achse der Schwingungsellipse mit der ursprünglichen Einfallrichtung des linear polarisierten Lichtes einschließt, also im vorliegenden Falle das Azimut  $\varphi$ . — <sup>4)</sup> Allerdings ist der Messung dadurch bald eine Grenze gesetzt, daß es Schwierigkeiten bietet, hinreichend starke Magnetfelder und damit Drehungsparameter  $\delta_0$  zu erreichen.



## Die Auslösung einzelner Sekundärelektronen durch Mesotronen und Elektronen.

Von E. Stuhlinger in Berlin-Charlottenburg.

Mit 9 Abbildungen. (Eingegangen am 22. Juni 1940.)

An Hand von Wilson-Aufnahmen wurde festgestellt, daß unter 100 Mesotronen etwa 10 in einer 9 mm dicken Bleischicht ein oder mehrere Sekundärelektronen von mindestens  $10^4$  e-Volt Energie auslösen; in 9 mm Aluminium werden fast ebenso viele Elektronen ausgelöst. Die Strahlenmultiplikation energiereicher leichter Elektronen in Blei und Aluminium ist wesentlich stärker; drei Viertel der eine Bleischicht von 9 mm Dicke durchdringenden Elektronen verdoppeln oder vervielfachen sich in der Schicht. Die Mesotronen sind häufig von Photonen begleitet; auf 100 Mesotronen kommen im Umkreis von 15 cm etwa 40 Photonen, die in einer 9 mm dicken Bleischicht Compton- oder Paarelektronen von mindestens  $10^4$  e-Volt Energie auslösen. Untersuchungen mit Zählrohren über die Auslösung von Sekundärteilchen durch Mesotronen ergaben durchweg kleinere Werte, da die Zählrohre nur Teilchen registrierten, die ihre Wandung durchdringen konnten, also mindestens 1 Me-Volt Energie besaßen. Die Zählrohrmessungen zeigten, daß durch Mesotronen aus einer Bleischicht von 1 cm Dicke (= Sättigungsdicke) weniger Sekundärelektronen ausgelöst werden als aus einer massenäquivalenten Aluminiumschicht. — Die Zahl der durch Mesotronen ausgelösten Sekundärteilchen ist bei Berücksichtigung des von Blackett mitgeteilten Energiespektrums der Mesotronen mit den Werten zu vereinbaren, die Bhabha auf theoretischem Wege hergeleitet hat.

*1. Einleitung.* Die kosmische Ultrastrahlung setzt sich an der Erdoberfläche nach unserer heutigen Auffassung vorwiegend aus Mesotronen, Elektronen und Photonen zusammen. Der Entstehungsort der Mesotronen, die vermutlich durch Umwandlung der Primärstrahlung gebildet werden<sup>1)</sup>, ist in den höchsten Schichten der Atmosphäre zu suchen, während die an der Erdoberfläche beobachteten Elektronen als Zerfallselektronen der Mesotronen zu deuten sind<sup>2)</sup>. Die Bremsung der Mesotronen und der Elektronen beim Durchgang durch Materie erfolgt in verschiedener Weise: Energiereiche Elektronen lösen in Materie harte Bremsquanten aus, die sich ihrerseits wieder in Elektronenpaare verwandeln und auf diese Weise eine Multiplikation der ursprünglich vorhandenen Elektronen ergeben [Kaskadenschauer<sup>3)</sup>]. Bei Mesotronen dagegen hat man eine Strahlen-

<sup>1)</sup> G. Wentzel, *Naturwissensch.* **26**, 273, 1938; H. Euler u. W. Heisenberg, *Erg. d. exakt. Naturw.* **17**, 1, 1938. — <sup>2)</sup> H. Yukawa, *Proc. phys. math. Soc. Jap.* **17**, 48, 1935; H. Yukawa u. S. Sakata, ebenda **19**, 712, 1937; H. Euler u. W. Heisenberg, *l. c.* — <sup>3)</sup> H. Bethe u. W. Heitler, *Proc. Roy. Soc. London (A)* **146**, 83, 1934; J. F. Carlson u. J. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **51**, 220, 1937; H. J. Bhabha u. W. Heitler, *Proc. Roy. Soc. London (A)* **159**, 432, 1937.

multiplikation praktisch nicht zu erwarten; sie ist um etwa den Faktor  $2 \cdot 10^4$  unwahrscheinlicher als bei den leichten Elektronen, da der durch Ausstrahlung bedingte Energieverlust eines Teilchens dem umgekehrten Quadrat seiner Ruhemasse proportional ist<sup>1)</sup>. Während also bei den energiereichen Elektronen der Energieverlust durch Ausstrahlung eine entscheidende Rolle spielt, geschieht die Bremsung der Mesotronen im wesentlichen nur durch Ionisation. Dabei kann es allerdings vorkommen, daß ein Mesotron beim Durchqueren der Atomhüllen auf ein Elektron durch Stoß soviel Energie überträgt, daß dieses Elektron eine merkliche Strecke zurücklegen und eventuell sogar von sich aus einen Kaskadenschauer erzeugen kann<sup>2)</sup>. Eine einfache Rechnung unter Berücksichtigung der relativistischen Massenzunahme ergibt, daß ein Mesotron von  $10^8$  e-Volt einem Atomelektron durch Stoß im günstigsten Falle  $5 \cdot 10^6$  e-Volt erteilen kann; Mesotronen von  $10^{10}$  oder  $10^{12}$  e-Volt vermögen Elektronen von bis zu  $6 \cdot 10^9$  bzw.  $9,9 \cdot 10^{11}$  e-Volt auszulösen<sup>3)</sup>.

Die Auslösung einzelner Sekundärelektronen durch energiereiche Teilchen der kosmischen Ultrastrahlung ist von Bhabha<sup>4)</sup> und von Heisenberg und Euler<sup>5)</sup> theoretisch untersucht worden. Es erschien deshalb wünschenswert, das Verhalten von Mesotronen und Elektronen beim Durchgang durch Materie auch auf experimentellem Wege zu vergleichen und eine Statistik der dabei auftretenden Prozesse aufzunehmen.

Die Beobachtung einzelner Sekundärelektronen, die von kosmischen Ultrastrahlen in Materie ausgelöst werden, gelingt am besten mit Zählrohranordnungen oder mit der Wilson-Kammer. Die Wilson-Kammer eignet sich besonders dann, wenn auch energiearme Sekundärelektronen, die in Luft nur wenige cm zurücklegen können, noch erfaßt werden sollen. Es wurden daher mit einer vollautomatisch arbeitenden Wilson-Kammer etwa 2000 photographische Aufnahmen von den Bahnspuren von Mesotronen und Elektronen gemacht. Die Auslösung von Sekundärelektronen wurde an Blei- und Aluminiumschichten beobachtet, die sich in der Kammer befanden und von den photographierten Teilchen durchsetzt werden mußten.

*2. Apparative Einzelheiten.* Die Wilson-Kammer wurde am hiesigen Institut von Herrn Zühlke und Herrn Schütt entworfen und gebaut<sup>6)</sup>. Vorder- und Rückseite sind aus Glas, so daß mit durchfallendem Licht

<sup>1)</sup> H. Bethe, Handb. d. Phys. **24**/I, 273, 1933. — <sup>2)</sup> H. J. Bhabha, Proc. Roy. Soc. London (A) **164**, 257, 1938. — <sup>3)</sup> Vgl. W. Braunbeck, ZS. f. Phys. **96**, 600, 1935. — <sup>4)</sup> H. J. Bhabha, l. c. — <sup>5)</sup> H. Euler u. W. Heisenberg, l. c. — <sup>6)</sup> K. Zühlke, Diplomarbeit 1938; R. Schütt, Diplomarbeit 1938, Berlin-Charlottenburg, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule. — Für vorbereitende Messungen bin ich Herrn cand. Ing. Graefe dankbar.

beleuchtet werden kann. Zur Beleuchtung dienen zwei hintereinander geschaltete Funkenstrecken, die durch eine Kondensatorentladung von insgesamt  $0,5 \mu\text{F}$  und  $30000 \text{ Volt}$  gespeist werden. Ihre Lichtkegel sind so gerichtet, daß sie die Kammer unter etwa  $20^\circ$  gegen die Achse der photographischen Kamera [Leica mit Vorsatzlinse<sup>1)</sup>] von oben und unten treffen. Das Expandieren geschieht über Gummimembranen nach den beiden Schmalseiten. Die Auslösung der Kammer, die auf elektromagnetischem Wege durch Öffnen von Ventilen erfolgt, wird durch drei Zählrohre in Koinzidenzschaltung bewirkt. Eine Relaisanlage sorgt dafür, daß die Kammer etwa 50 Sekunden nach jeder Expansion wieder betriebsfertig ist. In dem Kammerraum befindet sich als Füllgas  $\text{CO}_2$  von  $1,3 \text{ at}$  Druck und als Flüssigkeit Äthylalkohol. Die Bewegung des Kammergases während der Expansion ist durch das beiderseitige Expandieren besonders klein. Ein weiterer Vorteil der Kammer, der sie für Untersuchungen an Ultrastrahlen besonders geeignet macht, ist ihre hohe Expansionsgeschwindigkeit und die dadurch bedingte Schärfe der Bahnen. Die Kammer war nicht mit einem Magnetfeld ausgerüstet. Auf eine genaue Energiebestimmung der photographierten Teilchen mußte daher verzichtet werden. Wie in den Abschnitten 3 und 6 gezeigt wird, konnte aber eine rohe Abgrenzung einzelner Energiegebiete mit Hilfe der Reichweite der ausgelösten Teilchen vorgenommen werden.

3. *Häufigkeit der durch Mesotronen ausgelösten Sekundärelektronen.* In der ersten Meßreihe sollten nur die durch Mesotronen ausgelösten Sekundärteilchen untersucht werden. Es war daher notwendig, die an der Erdoberfläche gemeinsam mit den Mesotronen einfallenden Eelektronen möglichst auszuschalten. Die Wilson-Kammer wurde aus diesem Grunde im Sockelgeschoß des Instituts aufgestellt, so daß die beobachteten Strahlen Betonschichten von im ganzen etwa  $1 \text{ m}$  Dicke zu durchdringen hatten. Die Absorptionskurve der Einzelstrahlen unter diesen Betonschichten wurde gesondert mit drei senkrecht übereinander liegenden Zählrohren bestimmt; die Absorberschichten hatten dabei die Größe der wirksamen Zählrohrfläche und lagen zwischen den beiden unteren Zählrohren. Aus der in Fig. 1 dargestellten Absorptionskurve errechnete sich der mittlere Absorptionskoeffizient der Elektronen zu  $1,3 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb}$ , der der Mesotronen zu  $0,004 \text{ cm}^{-1} \text{ Pb}$ . Die weitere Auswertung der Kurve ergab den Anteil der Elektronen zu  $10\%$  und den der durchdringenden Mesotronen zu  $90\%$  der Gesamtstrahlung. Auf dem Dache des Instituts, also ohne die ab-

<sup>1)</sup> Für die leihweise Überlassung der Kamera bin ich der Firma E. Leitz, Berlin, zu großem Dank verpflichtet.

sorbierenden Betonschichten, betrugen die beiden Anteile dagegen 30 und 70%. Um den Anteil der Elektronen an den in der Wilson-Kammer beobachteten Strahlen noch weiter zu vermindern, wurden zwischen die die Wilson-Kammer steuernden drei Zählrohre, die in einer senkrechten Ebene über und unter der Wilson-Kammer angebracht waren, noch Bleischichten von im ganzen 12 cm Dicke gelegt. Damit wurde erreicht, daß

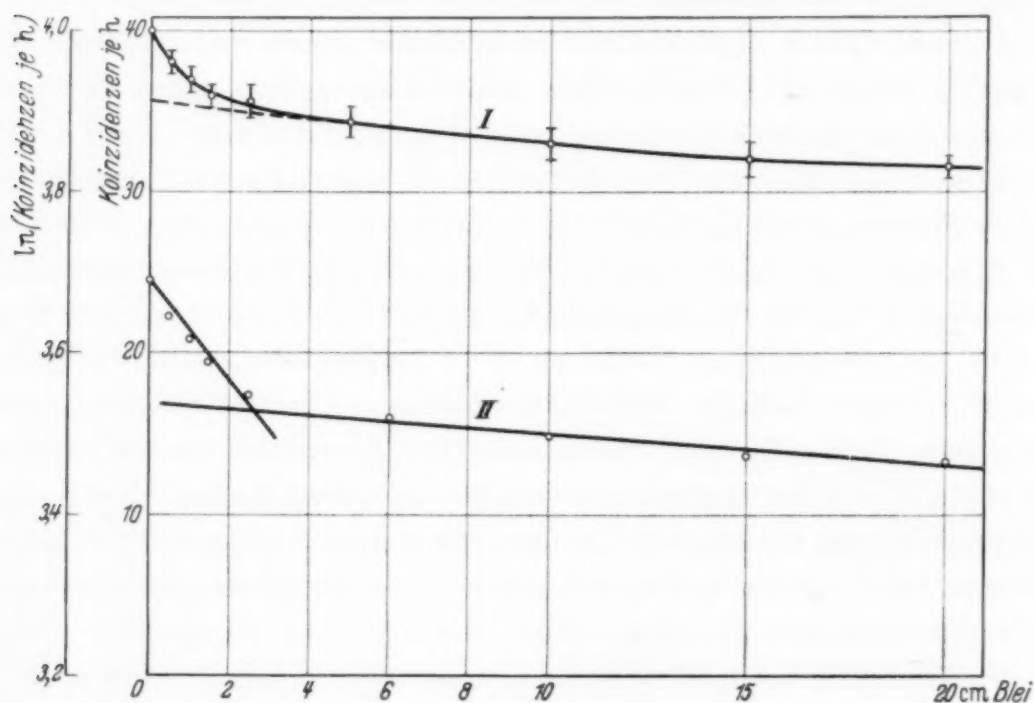


Fig. 1. Absorptionskurve der Einzelstrahlen. — Kurve II: Dieselben Meßwerte in logarithmischem Ordinatenmaßstab aufgetragen.

nahezu die gesamte zur Beobachtung gelangende Strahlung aus durchdringenden Teilchen, d. h. Mesotronen, bestand.

Etwa 95% der Aufnahmen, die nach Abzug der durch „falsche Koinzidenzen“ des Verstärkers ausgelösten Expansionen verblieben, ließen die Spur eines Teilchens erkennen, das auf seinem Wege durch die drei steuernden Zählrohre die Wilson-Kammer durchsetzte. Die Aufnahmen wurden zunächst nach drei Gesichtspunkten ausgewertet: erstens wurde abgezählt, wieviele der durchdringenden Strahlen in der  $\text{CO}_2$ -Füllung des Kammerraumes ein Sekundärelektron von mindestens 2 mm Reichweite auslösten; zweitens wurde abgezählt, wieviele der Teilchen aus einer 9 mm dicken, in der Wilson-Kammer angebrachten Aluminiumplatte ein Sekundärelektron freisetzen, und drittens, wieviele in einer 9 mm dicken, ebenfalls in der Kammer befindlichen Bleiplatte ein Sekundärelektron auslösten. Fig. 2 zeigt beispielsweise ein Mesotron, das sowohl in der Bleiplatte wie auch in der



Aluminiumplatte je ein Sekundärelektron auslöst. — Die Bilder wurden im Vergrößerungsapparat genau nach den Negativen gezeichnet; da die Originalaufnahmen zwar sehr scharf, aber wenig kontrastreich sind, wurde auf ihre Wiedergabe verzichtet. — Manche der Strahlen erzeugten in einer der Platten gleichzeitig zwei Elektronen; in einem Falle traten sogar sechs Sekundärelektronen gleichzeitig aus der Bleiplatte aus (s. Fig. 3). In

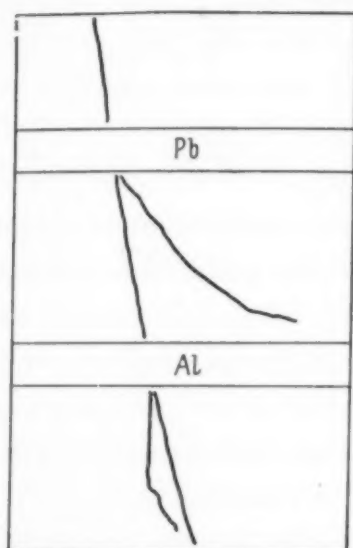


Fig. 2. Ein Mesotron löst in der Bleiplatte und in der Aluminiumplatte je ein Sekundärelektron aus.

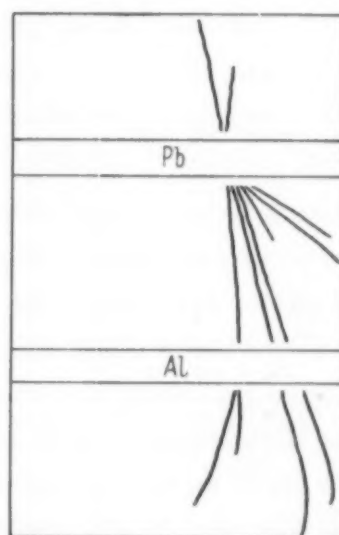


Fig. 3. Strahlenschauer, wahrscheinlich durch ein Mesotron ausgelöst. — Die Krümmung der Bahnen im unteren Kammerraum rührt von einem Wirbel des Kohlendioxys her.

Tabelle 1 sind die Ergebnisse dieser Statistik eingetragen. Spalte 2 enthält die in Blei, Spalte 4 die in Aluminium ausgelösten Sekundärteilchen. In den Spalten 3 und 5 sind die entsprechenden Werte in Prozenten angegeben, bezogen auf die Gesamtzahl der beobachteten durchdringenden Strahlen. In der letzten Zeile sind die durch begleitende Photonen in den Schichten ausgelösten Compton- und Paarelektronen eingetragen (vgl. Abschnitt 4).

Nahezu 20% der registrierten Mesotronen lösten in dem Gasraum selbst ein Sekundärelektron aus. Diese hohe Zahl ist zunächst überraschend. Man muß jedoch beachten, daß in dieser Zahl sämtliche Sekundärelektronen bis herab zu etwa 2 mm Reichweite, also  $10^4$  e-Volt Energie<sup>1)</sup>, enthalten sind. Etwa 70% aller in dem Kohlendioxyd ausgelösten Elektronen waren so weich, daß sie schon nach wenigen cm Weg in der Kammer endigten;

<sup>1)</sup> P. Lenard u. A. Becker, Handb. d. Exper. Phys. 14, 125. — B. E. J. Schonland, Proc. Roy. Soc. London (A) 104, 235, 1923; 108, 187, 1925.

Tabelle 1. Anzahl und Häufigkeit der von Mesotronen ausgelösten Sekundärelektronen.

|                               | Anzahl der von einem Mesotron ausgelösten Sekundärelektronen | Blei             |      | Aluminium        |      |
|-------------------------------|--|------------------|------|------------------|------|
|                               |  | beobachtete Zahl | in % | beobachtete Zahl | in % |
| Durchgehende Mesotronen . . . |  | 599              | 100  | 599              | 100  |
|                               | 1  | 52               | 9    | 46               | 8    |
|                               | 2  | 3                | 0,5  | 1                | 0,2  |
|                               | 6  | 1                | 0,2  |                  |      |
| Compton- und Paarelektronen . |  | 31               | 5    | 30               | 5    |

ihre Energie betrug demnach höchstens etwa  $5 \cdot 10^4$  e-Volt. Andere der im Kammerraum ausgelösten Elektronen hatten dagegen eine so hohe Geschwindigkeit, daß ihre Bahn geradlinig verlief. — Aus den Werten der Tabelle kann unter Berücksichtigung des Gasdruckes und der Kammerdimensionen berechnet werden, daß ein Mesotron in  $\text{CO}_2$  von Atmosphärendruck im Mittel etwa alle 4 m ein Sekundärelektron von mindestens  $10^4$  e-Volt und alle 10 m eines von mindestens  $5 \cdot 10^4$  e-Volt auslöst.

Die Zahl der in Blei ausgelösten Elektronen ist nur wenig höher als die Zahl der in Aluminium ausgelösten. Da der hier beobachteten Auslösung von Sekundärelektronen durch Mesotronen mit größter Wahrscheinlichkeit nur die einfachen Stoßgesetze zugrunde liegen, könnte dieses Ergebnis unter der Annahme verstanden werden, daß die 9 mm dicke Aluminiumplatte bereits eine Sättigung an Sekundärelektronen ergab. Die der Sättigung entsprechende Bleidicke würde dann nur etwa 2,3 mm betragen, d. h. die energiereichsten Sekundärelektronen hätten höchstens etwa 6 Me-Volt Energie. Tatsächlich hatten auch 30 % der aus den Schichten austretenden Elektronen weniger als etwa  $5 \cdot 10^4$  e-Volt Energie. — Eine zweite Erklärungsmöglichkeit wäre die, daß zwar die Auslösung der Sekundärelektronen entsprechend den Stoßgesetzen proportional der Zahl der Elektronen in der durchlaufenden Schicht, also etwa proportional der Masse pro  $\text{cm}^2$  ist, daß aber die Bremsung der ausgelösten Elektronen in Blei stärker ist als in Aluminium. Die Reichweite der ausgelösten Elektronen in g pro  $\text{cm}^2$  wäre dann in Aluminium größer als in Blei, d. h. aus einer Aluminiumschicht würden mehr Elektronen austreten als aus einer massenäquivalenten Bleischicht. — In Abschnitt 6, der weitere Versuche zu dieser Frage enthält, wird gezeigt, daß die zweite Deutung die richtige ist.

In drei Fällen wurde beobachtet, daß ein durchdringendes Teilchen gleichzeitig zwei Sekundärelektronen im Blei auslöste; im Aluminium

wurden nur in einem einzigen Falle zwei Sekundärelektronen gleichzeitig gebildet. Ob die beiden Elektronen durch zwei verschiedene elastische Stöße ausgelöst wurden, oder ob sie in einem einzigen Prozeß gleichzeitig entstanden, kann nicht sicher entschieden werden; eine einfache Wahrscheinlichkeitsbetrachtung zeigt aber, daß die Auslösung in zwei voneinander unabhängigen Stoßprozessen durchaus möglich ist. Es ist ebenfalls nicht gesichert, ob der in Fig. 3 abgebildete Strahlenschauer unmittelbar durch ein Mesotron ausgelöst wurde, oder ob durch Stoß zunächst ein energiereiches Elektron entstand, das dann seinerseits eine Kaskade bildete.

4. *Nachweis von Photonen, die die Mesotronen begleiten.* Auf einer Reihe von Wilson-Aufnahmen machten sich einzelne Photonen bemerkbar, die die Mesotronen begleiteten. Auf diesen Aufnahmen waren Elektronenbahnen zu erkennen, die teils in dem  $\text{CO}_2$ , teils in der Aluminium- und teils in der Bleischicht gleichzeitig mit den registrierten Mesotronen, jedoch an einer anderen Stelle, in Erscheinung traten. In Fig. 4 sind drei solcher Elektronen zu sehen; ein Elektronenpaar tritt aus der Bleiplatte und ein einzelnes Elektron aus der Aluminiumplatte aus. In der letzten Zeile der Tabelle 1 ist die Zahl dieser durch Photonen ausgelösten Elektronen mit eingetragen. Aus dieser Zahl könnte aber die wirkliche Anzahl der begleitenden Photonen nur unsicher bestimmt werden, da der Umsetzungsfaktor der Photonen in Paare und Compton-Elektronen und die Absorbierbarkeit der ausgelösten Elektronen nicht genau bekannt sind. Man kann aber angeben, daß auf 100 Mesotronen zum mindesten 12 Photonen kommen, die im Umkreis von 5 cm in einer Bleischicht von 9 mm Dicke ein Sekundärelektron von mindestens  $2 \cdot 10^4$  e-Volt auslösen.

5. *Die Multiplikation von Elektronen in Aluminium und Blei.* Die Auslösung von Sekundärstrahlen durch Elektronen wurde in zwei verschiedenen Meßreihen untersucht. Die erste schloß sich unmittelbar an die in Abschnitt 3 beschriebenen Versuche an: es wurden eine Reihe von Wilson-Aufnahmen gemacht, bei denen die Kammer wie früher durch drei in einer Ebene senkrecht übereinander liegende Zählrohre gesteuert war. Im Unterschied zu der früheren Anordnung fehlten jedoch diesmal die beiden Bleischichten über und unter der Kammer. Dadurch wurde bewirkt,

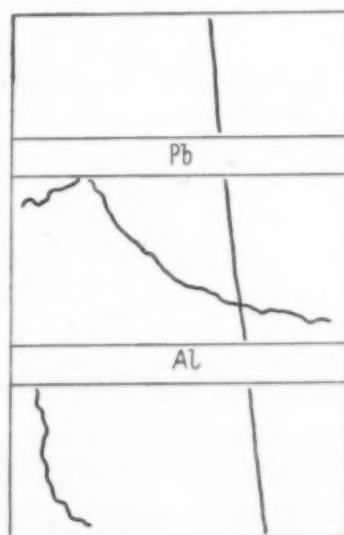


Fig. 4. Elektronen, die während des Durchgangs eines Mesotrons von begleitenden Photonen ausgelöst wurden.

daß auch Elektronen registriert wurden, und zwar machten sie etwa 10% der Gesamtstrahlen aus. Die Statistik der Meßergebnisse ist in Tabelle 2 zusammengestellt. Ein Vergleich mit den entsprechenden Werten aus Tabelle 1 zeigt, daß sich die Zahl der Strahlen, die in Aluminium oder Blei ein Sekundärelektron auslösen, leicht erhöht hat. Besonders deutlich macht sich das verschiedene Verhalten der Elektronen bei der Auslösung von zwei und mehr Sekundärteilchen bemerkbar. Während unter 600 Mesotronen nur ein

Tabelle 2. Anzahl und Häufigkeit der von Mesotronen und Elektronen ausgelösten Sekundärelektronen.

|  | Anzahl der von einem Mesotron oder einem Elektron ausgelösten Sekundärelektronen | Blei             |      | Aluminium        |      |
|--|--|------------------|------|------------------|------|
|  |  | beobachtete Zahl | in % | beobachtete Zahl | in % |
| Durchgehende Mesotronen und Elektronen . . . . . |  | 508              | 100  | 727              | 100  |
|  | 1  | 60               | 12   | 70               | 10   |
|  | 2  | 7                | 1,5  | 5                | 0,7  |
|  | 3  | 5                | 1    | 2                | 0,3  |
|  | 4  | 3                | 0,6  | 1                | 0,1  |
|  | 5  | 3                | 0,6  |                  |      |
|  | 6  | 1                | 0,2  |                  |      |
| Compton- und Paarelektronen .                    |  | 24               | 5    | 29               | 4    |

einziges Teilchen beobachtet wurde, das gleichzeitig mehr als zwei Sekundärelektronen auslöste, zeigten in der zweiten Meßreihe unter 500 Teilchen 12 eine Multiplikation um den Faktor 4 und mehr.

Eine quantitative Auswertung dieser Ergebnisse ist wegen der geringen statistischen Genauigkeit nicht gerechtfertigt. Deshalb wurde eine zweite Versuchsreihe mit der Wilson-Kammer aufgenommen, bei der zwei Zählrohre unter und ein Zählrohr über der Wilson-Kammer in Dreiecksform angeordnet waren. Über den Zählrohren lag eine breite Bleischicht von 1 cm Dicke. Bei dieser Anordnung konnte die Kammer nicht mehr durch Einzelstrahlen, sondern nur noch durch Strahlenschauer ausgelöst werden. Nach allen unseren bisherigen Erfahrungen bestehen die kosmischen Strahlenschauer zum überwiegenden Teil aus Elektronen und Positronen. Es ist möglich, daß in seltenen Fällen auch Mesotronen beteiligt sind<sup>1)</sup>. Bei den vorliegenden Untersuchungen wurde angenommen, daß die in der Wilson-

<sup>1)</sup> H. Euler u. W. Heisenberg, l. c.; H. Maier-Leibnitz, ZS. f. Phys. **112**, 569, 1939; W. Bothe, Rev. Mod. Phys. **11**, 282, 1939; S. H. Neddermeyer u. C. D. Anderson, ebenda S. 191; A. C. B. Lovell (P. M. S. Blackett u. B. Rossi), ebenda S. 277.



Kammer photographierten Schauer nur aus Elektronen und Positronen bestehen, und an ihnen wurde eine Statistik über die Auslösung von Sekundärstrahlen in der Blei- und Aluminiumschicht der Wilson-Kammer durchgeführt.

Die Ergebnisse der Meßreihe sind aus Tabelle 3 ersichtlich. In Spalte 2 ist eingetragen, wie viele der in die Bleischicht eindringenden Strahlen als

Tabelle 3. Strahlenmultiplikation von Elektronen in Aluminium und Blei.

|  |   | Blei               |      | Aluminium          |      |
|--|---|--------------------|------|--------------------|------|
|  |   | beobachtete Anzahl | in % | beobachtete Anzahl | in % |
| Einfallende Strahlen . . . . .   |   | 72                 | 100  | 84                 | 100  |
| Zahl der austretenden Strahlen (Faktor der Strahlenmultiplikation) . . . . | 1 | 20                 | 28   | 52                 | 62   |
|  | 2 | 27                 | 37   | 28                 | 33   |
|  | 3 | 12                 | 17   | 3                  | 4    |
|  | 4 | 6                  | 8    | 1                  | 1    |
|  | 5 | 4                  | 6    |                    |      |
|  | 6 | 1                  | 2    |                    |      |
|  | 8 | 1                  | 1    |                    |      |
|  | 9 | 1                  | 1    |                    |      |

Einzelstrahlen, Doppelstrahlen, Dreifachstrahlen usw. aus der Bleiplatte austreten, d. h. mit welcher Häufigkeit im Blei eine Strahlenmultiplikation um den Faktor 1, den Faktor 2, den Faktor 3 usw. auftritt. In Spalte 3 sind dieselben Werte in Prozenten der einfallenden Strahlen eingetragen. Die Spalten 4 und 5 enthalten die entsprechenden Werte für die Aluminiumplatte. Die starke Strahlenmultiplikation in der Bleiplatte tritt deutlich in Erscheinung; nur ein Viertel der eindringenden Teilchen verläßt die Platte wieder als Einzelstrahlen, drei Viertel von ihnen haben sich verdoppelt oder vervielfacht. In Aluminium ist die Multiplikation der eindringenden Strahlen wesentlich geringer. Während sich von den einfallenden Teilchen noch etwa gleich viele in Aluminium und Blei verdoppelten, war die Verdreifachung in Aluminium schon viermal, die Vervielfachung etwa achtmal seltener als in Blei. Die Auslösung von fünf oder mehr Strahlen durch ein eindringendes Teilchen wurde in Aluminium nicht beobachtet. Auch Geiger und Heyden<sup>1)</sup> machten bei Zählrohrmessungen die Beobachtung, daß das Verhältnis der Strahlenmultiplikation in massenäquivalenten Schichten von Blei und Aluminium je nach der Größe der registrierten Strahlenschauer sehr verschieden ist; so betrug bei ihren Mes-

<sup>1)</sup> H. Geiger u. M. Heyden, ZS. f. Phys. **110**, 310, 1938.

sungen das Verhältnis der Vierfachkoinzidenzen aus Blei und Aluminium 2, das der Fünffachkoinzidenzen fast 7; bei einer zweiten Anordnung waren dieselben Verhältniszahlen sogar 4 und 70.

In Tabelle 4 sind die in Tabelle 3 dargestellten Werte zusammen mit den in der ersten Meßreihe an Mesotronen gewonnenen Zahlen (Tabelle 1)

Tabelle 4. Auslösung von Sekundärstrahlen durch Elektronen und Mesotronen in Aluminium und Blei.

|                                | Mehr<br>als | Elektronen |     | Mesotronen |     |
|--------------------------------|-------------|------------|-----|------------|-----|
|                                |             | Pb         | Al  | Pb         | Al  |
| Zahl der austretenden Strahlen | 0           | 100        | 100 | 100        | 100 |
|                                | 1           | 72         | 38  | 9          | 8   |
|                                | 2           | 35         | 5   | 0,5        | 0,2 |
|                                | 3           | 18         | 1   |            |     |
|                                | 4           | 10         |     |            |     |
|                                | 5           | 4          |     |            |     |
|                                | 6           | 2          |     |            |     |
|                                | 8           | 1          |     |            |     |

nochmal unter einem etwas anderen Gesichtspunkt eingetragen; die Werte dieser Tabelle bedeuten die Zahl der einfallenden Strahlen, die mehr als

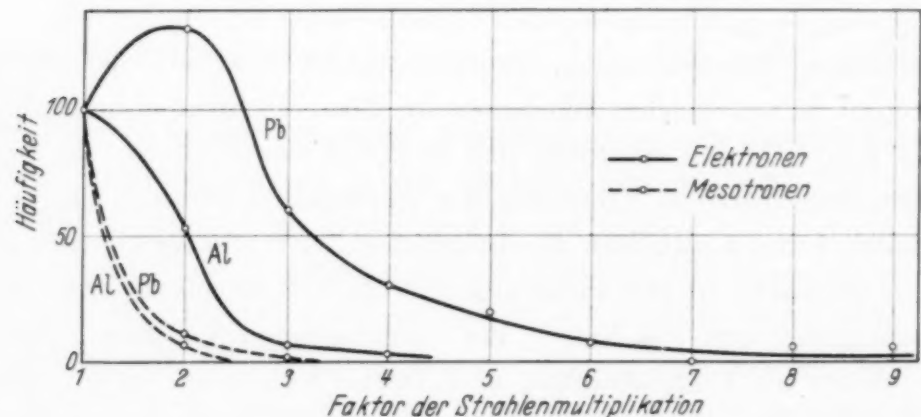


Fig. 5. Strahlenmultiplikation der Elektronen und Mesotronen in Aluminium und Blei.

ein Teilchen, mehr als zwei Teilchen, mehr als drei Teilchen usw. in einer der Platten auslösen. Das verschiedene Verhalten der Elektronen und der Mesotronen beim Durchgang durch die Metallplatten ist aus dieser Tabelle besonders deutlich zu erkennen. In Fig. 5 sind die Werte der Tabellen 1 und 3 aufgezeichnet. Die Abszisse gibt die Zahl der aus der Blei- bzw. Aluminiumplatte austretenden Teilchen an, die Ordinate enthält die Wahrscheinlichkeit, mit der ein eindringendes Teilchen als Einzelstrahl, als Doppelstrahl, als Dreifachstrahl usw. aus einer der Platten austritt. Die verschiedenen Kurven sind in der Weise aneinander angeglichen, daß

diejenige Häufigkeit bei jeder Meßreihe gleich 100 gesetzt wurde, mit der ein einzelnes Teilchen auch wieder als Einzelstrahl die Platte verließ, d. h. keine Sekundärelektronen auslöste. — Diejenigen Strahlen, die in den Platten absorbiert wurden, sind in die Statistik nicht mit aufgenommen worden, da ihre Anzahl wegen des begrenzten Kammerraumes nicht sicher erfaßt werden konnte.

6. *Zählrohrversuche zur Auslösung von Sekundärstrahlen durch Mesotronen.* Die Auslösung einzelner Sekundärstrahlen durch Mesotronen wurde zum Vergleich mit den soeben gewonnenen Resultaten auch mit Hilfe von Zählrohrmessungen untersucht. Die Anordnung der Zählrohre zeigt Fig. 6. Die drei Rohre I, II und III blendeten ein Bündel nahezu senkrecht einfallender Strahlen aus. Durch eine 20 cm dicke Bleischicht zwischen den beiden unteren Rohren war dafür gesorgt, daß praktisch nur Mesotronen die drei Zählrohre zum Ansprechen bringen konnten. Sämtliche registrierten Mesotronen mußten die Bleischicht *S* durchsetzen, die über dem Zählrohr II lag und eine Fläche von etwa 100 cm<sup>2</sup> besaß. Ein Teil der in dieser Schicht *S* ausgelösten Sekundärelektronen traf eines der Zählrohraggregate IV und V und ergab damit eine Vierfachkoinzidenz. Allerdings konnten auch solche Elektronen wirksam sein, die nicht durch Mesotronen direkt ausgelöst wurden, sondern aus Compton- und Paarbildungsprozessen begleitender Photonen stammten

(vgl. Abschnitt 4). Wie sich aber mit einem später gewonnenen Resultat (Abschnitt 7) abschätzen ließ, machten diese Prozesse nur etwa 10% des hier gemessenen Gesamteffektes aus. Die durch das endliche Auflösungsvermögen des Verstärkers bedingten falschen Koinzidenzen waren so selten, daß sie nicht berücksichtigt werden mußten. Die Zahl der Vierfachkoinzidenzen in Abhängigkeit von der Dicke der Bleischicht *S* ist in Fig. 7 dargestellt. Die ohne Bleischicht registrierten Vierfachkoinzidenzen sind im wesentlichen auf Elektronen zurückzuführen, die von den Mesotronen selbst oder von begleitenden Photonen in der

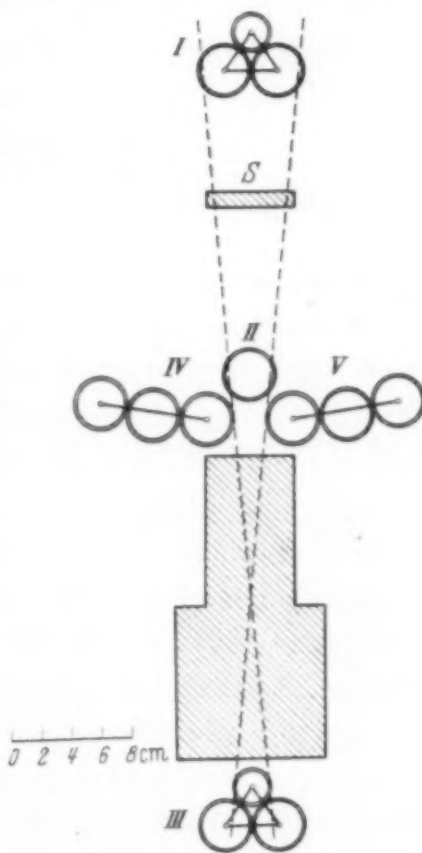


Fig. 6. Zählrohranordnung zum Nachweis einzelner, durch Mesotronen ausgelöster Sekundärelektronen.

Zimmerdecke ausgelöst wurden. Strahlenreiche Schauer aus den Zimmerwänden kamen als Ursache für den Nulleffekt nicht in Frage; wurde nämlich das Zählrohr II nach der Seite verschoben, so daß kein einzelnes Mesotron mehr eine Dreifachkoinzidenz - I-II-III - hervorrufen konnte, so nahm die Zahl der Dreifachkoinzidenzen von 77 auf 1,1, die der Vierfachkoinzidenzen von 8,6 auf 0,9 Koinzidenzen pro Stunde ab. Die durch das Einschalten der Bleischicht *S* bedingte Zunahme der Vierfachkoinzidenzen betrug bei einer Bleidicke von 1 cm rund 2 pro Stunde. Da gleichzeitig 77 Mesotrone gezählt wurden, kamen also auf 100 Mesotrone etwa 2,6 Sekundärelektronen. Bei weiterer Erhöhung der Schichtdicke blieb

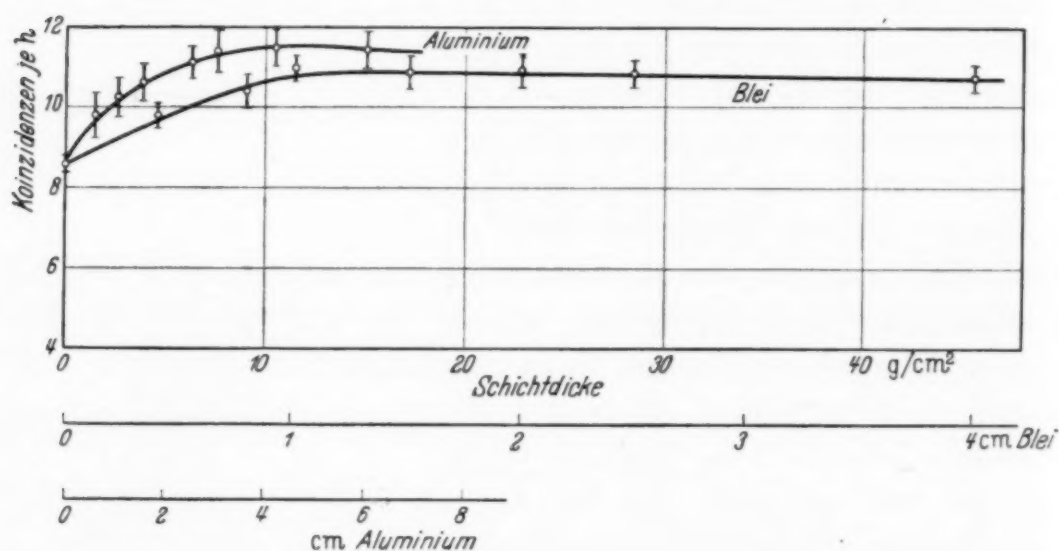


Fig. 7. Auslösung von Sekundärelektronen durch Mesotrone in massenäquivalenten Schichten von Blei und Aluminium.

die Zahl der Sekundärelektronen praktisch konstant. Aus der räumlichen Lage der Bleischicht *S* und der Zählrohre IV und V ließ sich abschätzen, daß die Gesamtzahl der in *S* ausgelösten Sekundärelektronen innerhalb eines Kegels von  $100^\circ$  Öffnungswinkel etwa vier Elektronen pro 100 Mesotrone betrug. In dieser Zahl sind nur solche Elektronen enthalten, die die Wandung der Zählrohre durchdringen konnten, also mindestens etwa 1 Me-Volt Energie besaßen. Der Wert von vier Elektronen pro 100 Mesotrone ist mit der aus Tabelle 1 entnommenen Zahl von etwa 10 Sekundärelektronen zu vergleichen, die in der Wilson-Kammer aus 1 cm Blei beobachtet wurden. Von diesen 10 Elektronen hatten rund 7 eine Energie von mehr als  $5 \cdot 10^4$  e-Volt. Der von den Zählrohrmessungen gelieferte Wert von vier Sekundärelektronen mit mehr als 1 Me-Volt paßt also gut zu diesem Ergebnis.



Die Auslösung einzelner Elektronen wurde auch an Aluminiumschichten untersucht. Die Meßergebnisse sind in Fig. 7 mit eingezeichnet. Bei dünnen Schichten bis zu etwa 1,5 cm Dicke ist die Zahl der in Aluminium ausgelösten Elektronen, in Übereinstimmung mit den Beobachtungen in der Wilson-Kammer (Abschnitt 3), ein wenig geringer als die Zahl der in Blei ausgelösten. Bei etwa 4 cm Aluminium erreicht die Kurve ihren Sättigungswert, der um rund 30 % höher liegt als bei der Bleikurve. In der Figur, in der die Schichtdicke in g pro cm<sup>2</sup> abgetragen ist, liegt die Aluminiumkurve von Anfang an über der Bleikurve. Der Verlauf der beiden Kurven zeigt also, daß die Erzeugung von Sekundärelektronen durch Mesotronen in verschiedenen Materialien nicht proportional mit der Masse pro cm<sup>2</sup> geht, sondern auch von der Ordnungszahl abhängt in der Weise, daß aus leichten Elementen eine höhere Zahl von Sekundärelektronen austritt als aus schweren.

Eine ähnliche Materialabhängigkeit fand Nie<sup>1)</sup> für die Auslösung von großen Hoffmannschen Stößen aus Blei, Eisen und Aluminium. Aus seinen Messungen ergab sich, daß aus einer bestimmten Schicht um so mehr Stöße austreten, je niedriger die Ordnungszahl des betreffenden Elementes ist. Auch Bothe und Schmeiser<sup>2)</sup> fanden, daß die Intensität kleiner Strahlenschauer aus dicken Schichten (im zweiten Maximum der Rossi-Kurve) bei Eisen größer ist als bei Blei. Nach Euler und Heisenberg<sup>3)</sup> ist dieses Ergebnis verständlich, da die Bremsung der Elektronen durch Ausstrahlung in Blei weit stärker ist als in Eisen oder Aluminium. Die Reichweite der ausgelösten Elektronen, gemessen in g pro cm<sup>2</sup>, ist daher in leichten Materialien größer, d. h. die wirksame Schichtdicke in g pro cm<sup>2</sup>, aus der noch Elektronen einer bestimmten Anfangsenergie austreten können, ist bei leichten Materialien größer als bei schweren. Es ist naheliegend, die vorliegenden Meßergebnisse über die Auslösung einzelner Elektronen in Blei und Aluminium im selben Sinne zu deuten und die höhere Elektronenzahl aus Aluminium der geringeren Absorption durch Strahlungsverlust zuzuschreiben, die die Sekundärelektronen in Aluminium erfahren.

**7. Nachweis begleitender Photonen durch Zählrohrmessungen.** Ein Mesotron kann auch auf seinem Wege durch die Atmosphäre und die Decke des Beobachtungsraumes Sekundärstrahlen auslösen; daher sind die zur Beobachtung gelangenden Mesotronen häufig von einzelnen Elektronen und Photonen begleitet. Die Natur und die Häufigkeit solcher begleitender

<sup>1)</sup> H. Nie, ZS. f. Phys. **99**, 453 u. 776, 1936. — <sup>2)</sup> W. Bothe u. K. Schmeiser, Naturwissensch. **25**, 833, 1937. — <sup>3)</sup> H. Euler u. W. Heisenberg, l. c.

Strahlen, die eine Bleischicht unter Strahlenmultiplikation durchdringen können, wurde in der folgenden Meßreihe untersucht. Wie Fig. 8 zeigt, wurde die Bleischicht *S* durch die beiden Bleischichten *Pb<sub>1</sub>* und *Pb<sub>2</sub>* von je  $20 \times 40 \text{ cm}^2$  Fläche ersetzt. Sie waren so angeordnet, daß sie von einem Mesotron nicht getroffen werden konnten, das die Rohre I, II und III durchsetzte. Wie Kurve I der Fig. 9 zeigt, erbrachten die Bleischichten

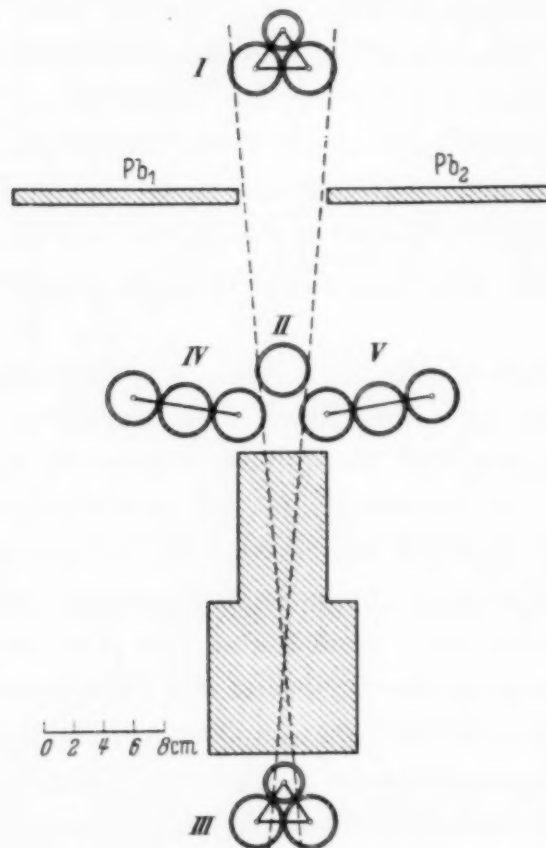


Fig. 8. Zählrohranordnung zum Nachweis der durch Photonen ausgelösten Sekundärelektronen.

eine Zunahme der Vierfachkoinzidenzen um bis zu neun Koinzidenzen pro Stunde; nach einem steilen Anstieg wurde das Maximum bei 0,5 bis 1 cm erreicht, daraufhin fiel die Koinzidenzzahl wieder ab. Auch die Fünffach-

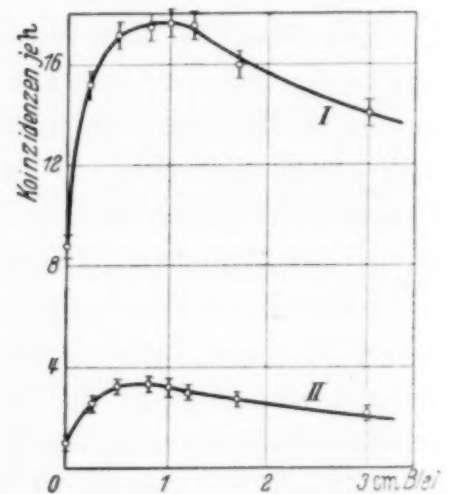


Fig. 9. Auslösung von weichen Sekundärelektronen durch begleitende Photonen und Elektronen.

koinzidenzen zeigten einen ähnlichen Verlauf (Kurve II). Der steile Anstieg der Kurve läßt erkennen, daß die in den Bleischichten ausgelösten Elektronen nur eine geringe Energie besitzen; die mittlere Reichweite der registrierten Teilchen beträgt etwa 0,4 cm Blei. Das Ergebnis der Messung zeigte aber noch nicht, ob die auslösende Strahlung vorwiegend aus Elektronen oder aus Photonen besteht. Um dies zu entscheiden, wurden die beiden Zählrohraggregate IV und V nicht mehr mit den Schichten *Pb<sub>1</sub>* und *Pb<sub>2</sub>*, sondern mit einzelnen, schmalen, unmittelbar aufliegenden Bleistreifen überdeckt. Nur Photonen konnten bei diesem Versuch die Koinzidenzzahl erhöhen, falls sie in den Bleistreifen Sekundärelektronen auslösten. Ein Elektron dagegen, das die Zählrohre und damit auch die Bleistreifen durchsetzte,

brachte auf jeden Fall eine Koinzidenz, einerlei, ob es in dem Blei multipliziert wurde oder nicht; das Einschalten der Bleistreifen hätte also keine Zunahme der Koinzidenzzahl erbringen können, wenn lediglich Elektronen als auslösende Strahlung wirksam gewesen wären. — Der Versuch ergab bei 0,4 cm dicken Bleistreifen ein Ansteigen der Koinzidenzzahl um 2,6 pro Stunde. Da die Bleistreifen etwas schmaler waren als die Zählrohre, muß die Zahl der in einer Bleischicht von der Größe der Zählrohrfläche ( $10 \times 20 \text{ cm}^2$ ) wirksamen Photonen etwas höher, nämlich zu rund 3, angenommen werden. Bei den höherliegenden, größeren Bleischichten  $Pb_1$  und  $Pb_2$  (s. Fig. 8) konnten auch Elektronen zu einer Erhöhung der Koinzidenzzahl beitragen, indem sie durch Strahlenmultiplikation in dem Blei ihre Treffwahrscheinlichkeit auf die Rohre IV und V erhöhten. Obwohl diese Bleischichten eine größere Fläche als die unmittelbar aufliegenden Bleistreifen hatten, war nicht anzunehmen, daß sich durch die Vergrößerung der Fläche allein die Intensität wesentlich erhöhte, da einerseits die aus dem inneren Gebiet austretenden Sekundärelektronen durch den größeren Abstand der Zählrohre von den Schichten eine Verminderung ihrer Treffwahrscheinlichkeit erfuhren, andererseits die aus den Randgebieten neu hinzukommenden Sekundärelektronen wegen ihrer schrägen Einfallsrichtung nur wenig Aussicht hatten, die Rohre zu treffen. Beim Einschalten der hochgelegenen Bleischichten war die Zunahme der Bleischichten etwa dreimal so groß wie bei den dicht aufliegenden Bleistreifen. Diese relativ starke Zunahme deutet darauf hin, daß nicht nur Photonen allein als auslösende Strahlen wirksam waren, sondern daß auch die Strahlenmultiplikation von Elektronen eine gewisse Rolle spielte.

Eine Abschätzung der Zahl der begleitenden Photonen läßt sich aus den bei dicht aufliegenden Bleistreifen gewonnenen Zahlen durchführen, da bei dieser Anordnung nur Photonen allein wirksam sein konnten. Aus der von den Zählrohren überdeckten Fläche ergibt sich, daß auf 100 Mesotronen etwa 6 der sie begleitenden Photonen im Umkreis von 15 cm in einer 0,4 cm dicken Bleischicht einen Compton- oder Paarbildungsprozeß auslösten. In dieser Zahl sind allerdings nur solche Sekundärelektronen enthalten, die mehr als 1 Me-Volt Energie besaßen. Die Statistik der Wilson-Aufnahmen (vgl. Tabelle 1) hatte ergeben, daß unter 100 Mesotronen etwa 5 von einem Photon begleitet sind, das in einer  $30 \text{ cm}^2$  großen Bleiplatte ein Sekundärelektron auslöst; nur ein Drittel dieser Elektronen hatte aber mehr als  $5 \cdot 10^4 \text{ e-Volt}$  Energie. Auf den oben genannten Umkreis von 15 cm umgerechnet bedeutet dies, daß etwa 40% aller Mesotronen hinter einer 0,9 cm dicken Bleischicht von einem durch ein Photon aus-

gelösten Sekundärelektron von mehr als  $5 \cdot 10^4$  e-Volt begleitet sind. Dieser Wert paßt ebenfalls befriedigend zu den sechs durch Photonen ausgelösten Sekundärelektronen mit mehr als 1 Me-Volt, die die Zählrohrmessungen ergeben hatten. Trotz der Verschiedenheit der Bleidicke, bei der die beiden Werte gewonnen wurden, lassen sich die Ergebnisse vergleichen; wie Fig. 9 zeigt, änderte sich die Intensität der durch Photonen ausgelösten Sekundärelektronen zwischen 0,4 und 0,9 cm Blei nur unwesentlich. Der Entstehungsort der Photonen ist aller Wahrscheinlichkeit nach in der 38 cm dicken Betondecke des Instituts anzunehmen, unter der die Apparatur (in etwa 2,8 m Deckenabstand) aufgestellt war.

8. *Vergleich der Resultate mit den Ergebnissen anderer Autoren.* Die Zahl von weichen Sekundärelektronen, die den Mesotronen unter dicken Materieschichten beigemischt sind, ermittelten Clay und Duvergé<sup>1)</sup> dadurch, daß sie mit drei in einer senkrechten Ebene liegenden Zählrohren die Absorptionskurve der unter diesen Schichten vorhandenen Strahlen bestimmten. Sie fanden, daß 3% der durchdringenden Mesotronen in Blei ein Sekundärelektron auslösen; in Eisen betrug die Zahl der ausgelösten Sekundärteilchen 3,8% und in Wasser 4,5%. Swann und Ramsey<sup>2)</sup> bestimmten die Anzahl der von Mesotronen aus einer dicken Metallplatte ausgelösten Sekundärelektronen mit Hilfe von vielen Zählrohren, die in mehreren Schichten über und unter der Metallplatte angeordnet waren. Jedes Zählrohr war mit einem Elektrometer verbunden, so daß der Weg eines durch die Anordnung hindurchgehenden Strahles und der von ihm ausgehenden Sekundärstrahlen an den Elektrometerrausschlägen verfolgt werden konnte. Die Häufigkeit einzelner Sekundärelektronen erwies sich als umgekehrt proportional der Ordnungszahl des Metalls und betrug aus Blei 3,4%, aus Zinn 4,5%, aus Eisen 5,0% und aus Magnesium 5,7%. Doppelstrahlen waren etwa 4mal, Dreifachstrahlen etwa 12mal seltener. — Die Ergebnisse beider Arbeiten stimmen mit den Zählrohrmessungen der vorliegenden Arbeit gut überein.

Bhabha<sup>3)</sup> bestimmte unter Zugrundelegen der Stoßgesetze und der Strahlungstheorie von Bhabha und Heitler<sup>4)</sup> die Zahl der Sekundärelektronen, die ein Mesotron bestimmter Energie hinter einer Bleischicht begleiten; die Dicke der Bleischicht entsprach dabei der Sättigungsdicke.

<sup>1)</sup> J. Clay u. F. J. H. Duvergé, *Physica* **6**, 171, 1939. — <sup>2)</sup> W. F. G. Swann u. W. E. Ramsey, *Phys. Rev.* **57**, 749, 1940. — <sup>3)</sup> H. J. Bhabha, *Proc. Roy. Soc. London (A)* **164**, 257, 1937. — <sup>4)</sup> H. J. Bhabha u. W. Heitler, ebenda **159**, 432, 1937.



Etwa 19% der Mesotronen von  $10^{10}$  e-Volt und etwa 34% der Mesotronen von  $10^{12}$  e-Volt sind demnach von einem Elektron begleitet, rund die Hälfte dieser Sekundärelektronen besitzt mehr als  $10^7$  e-Volt Energie. Bei Mesotronen von nur  $10^8$  e-Volt ist die Zahl der begleitenden Elektronen unmerklich klein. Die in der vorliegenden Arbeit gefundenen Resultate sind mit den Bhabhaschen Resultaten qualitativ zu vereinbaren, falls die Mesotronenenergie im Mittel zu  $10^8$  bis  $10^{10}$  e-Volt angenommen wird. Diese Eingrenzung des Energiebereichs der Mesotronen ist durch Messungen von Blackett<sup>1)</sup> gerechtfertigt, der in einer mit einem starken Magnetfeld ausgerüsteten Wilson-Kammer das Energiespektrum der durchdringenden Strahlen ermittelte. Seine Ergebnisse zeigen, daß etwa 85% der registrierten Teilchen eine Energie zwischen  $10^8$  und  $10^{10}$  e-Volt besitzen; nur bei 3% der Teilchen lag die Energie über  $4 \cdot 10^{10}$  e-Volt.

Herrn Prof. Dr. H. Geiger danke ich herzlichst für sein wohlwollendes Interesse an der Arbeit.

*Berlin-Charlottenburg, Phys. Inst. d. Techn. Hochschule, im Juni 1940.*

---

<sup>1)</sup> P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc. London (A) **159**, 1, 1937.

## Gravitationswirkungen zwischen Pol-Dipol-Teilchen.

Von A. Papapetrou.

Mit 2 Abbildungen. (Eingegangen am 10. Juni 1940.)

Es wird die Gravitationskraft untersucht, welche zwischen zwei makroskopisch ruhenden Pol-Dipol-Teilchen wirkt. Sind die Teilchen sehr weit voneinander entfernt, so ergibt sich diese Kraft, über die Zeit und die Phasen der inneren Bewegungen der beiden Teilchen gemittelt, als mit der Newtonschen Anziehung zwischen einfachen Massenpolen identisch. Dagegen zeigen die momentanen Werte der Gravitationskraft außerordentlich große Schwankungen um diesen Mittelwert. Die Ergebnisse werden in Zusammenhang mit der Auffassung des Pol-Dipol-Teilchens als des klassischen Modells des Spinelektrons diskutiert.

1. Vor kurzem haben H. Hönl und der Verfasser ein *Pol-Dipol-Teilchen* untersucht<sup>1)</sup> (im folgenden durch PDT. abgekürzt), dessen innere Struktur anschaulich so zu beschreiben ist, daß ein Massenpol von einem Massendipol überlagert wird. Dieses Teilchen führt bei makroskopischer Ruhe eine Kreisbewegung um seinen (außerhalb seiner selbst gelegenen) Schwerpunkt aus, wodurch ein inneres Impulsmoment entsteht, welches mit dem Spin des Elektrons in Parallele gesetzt werden kann. Die Energiefunktion des Teilchens steht in einer eigentümlich engen korrespondenzmäßigen Analogie zum Hamilton-Operator des Diracschen Elektrons; und, wie die nähere Untersuchung zeigt, läßt sich auch die „Zitterbewegung“ des Elektrons, wie sie aus der Dirac-Gleichung folgt<sup>2)</sup>, beim PDT. in feinen Einzelheiten korrespondenzmäßig verfolgen<sup>3)</sup>. Man wird daher vermuten dürfen, daß das PDT. das klassische Modell des Spinelektrons darstellt.

Damit wird eine ältere Frage unter einem neuen Gesichtspunkt erscheinen. Es ist dies die Frage nach der Rolle, welche den Gravitationskräften bei den Elementarteilchen zukommt. Man hat bisher allgemein angenommen, daß die Gravitationskräfte im atomaren und subatomaren Bereich gegenüber den elektrischen vollständig zu vernachlässigen seien, da die zwischen zwei (ruhenden) Elektronen wirkende elektrische Kraft um einen Faktor von der Größenordnung  $10^{43}$  größer als die entsprechende Newtonsche Gravitationskraft ist. Das anscheinend Zwingende dieser Annahme beruht jedoch nur darauf, daß man die innere Struktur des Elektrons als mit derjenigen eines einfachen Massenpols identisch vorausgesetzt hat; *diese Voraussetzung ist jetzt im Sinne des Pol-Dipol-Modells des Elektrons abzuändern.*

<sup>1)</sup> Teil I, ZS. f. Phys. **112**, 512, 1939; Teil II, ebenda **114**, 478, 1939; im folgenden als I und II bezeichnet. — <sup>2)</sup> E. Schrödinger, Berl. Ber. 1930, S. 146. — <sup>3)</sup> Vgl. insbesondere Teil III, ZS. f. Phys., im Erscheinen.

Es ist keineswegs selbstverständlich, daß zwischen zwei makroskopisch ruhenden PDT. einfach die Newtonsche Anziehung — wie bei einfachen Massenpolen — wirksam ist, weil diese Teilchen eine verwickelte innere Struktur besitzen, der zufolge sie innere Bewegungen — und zwar beim Modell des Elektrons annäherungsweise mit Lichtgeschwindigkeit — ausführen. Es entsteht so die Frage nach der Gravitationskraft, welche zwischen zwei Pol-Dipol-Teilchen wirkt. Die Untersuchung dieser Frage ist das Ziel der vorliegenden Arbeit.

Die Rechnung werden wir im Rahmen der Näherungslösung der Gravitationsgleichungen durchführen und sie hängt mit den Ausführungen von I und II eng zusammen. Insbesondere werden die in I angegebenen Ausdrücke für die Gravitationspotentiale des PDT. den Ausgangspunkt der vorliegenden Arbeit bilden.

2. Die Gravitationspotentiale eines makroskopisch ruhenden PDT. an einer bestimmten Raumstelle sind infolge der inneren Bewegung des PDT. nicht zeitlich konstant, sondern periodische Funktionen der Zeit  $t$  mit der Periode  $T$  der inneren Rotation des Teilchens. Wir werden in diesem Abschnitt die zeitlichen Mittelwerte dieser Potentiale berechnen, die wir später für die Berechnung der Gravitationskraft benötigen werden.

Die Bahn des Teilchens sei eine Kreisbahn (Radius  $R$ ) in der  $xy$ -Ebene mit dem Nullpunkt des Koordinatensystems als Mittelpunkt der Bahn, so daß die raumzeitliche Lage des Teilchens zur Zeit  $\tau$  durch den Weltpunkt

$$(X^\alpha) = (i R \cos \omega \tau, i R \sin \omega \tau, 0, c\tau) \quad (1)$$

gekennzeichnet wird<sup>1)</sup>. Andererseits sei der Weltpunkt eines beliebigen Raumpunktes  $P(x, y, z)$  zur Zeit  $t$

$$(x^\alpha) = (ix, iy, iz, ct). \quad (2)$$

Die Gravitationspotentiale  $\varphi_{\alpha\beta}$  am Weltpunkt  $x^\alpha$  werden sowohl von den Komponenten des Weltvektors

$$(l^\alpha) = (X^\alpha - x^\alpha) = [i(R \cos \omega \tau - x), i(R \sin \omega \tau - y), -iz, c(\tau - t)] \quad (3)$$

[I, Gleichung (13)], als auch von den Komponenten der Geschwindigkeit  $u_\alpha(\tau)$  des Teilchens und ihren Ableitungen abhängen. Dabei ist  $\tau$  (bei festen  $x, y, z$ ) eine Funktion von  $t$ , wie sich aus der Bedingung der Retardierung ergibt

$$l_4 = -c(t - \tau) = -[(R \cos \omega \tau - x)^2 + (R \sin \omega \tau - y)^2 + z^2]^{1/2}. \quad (4)$$

<sup>1)</sup> Die Realitätsverhältnisse wurden entsprechend I, Gleichung (4) eingeführt.

Die gesuchten Mittelwerte sind nun die folgenden:

$$\overline{\varphi}_{\alpha\beta} = \frac{1}{T} \int \varphi_{\alpha\beta} dt, \quad (5)$$

die zeitliche Integration erstreckt sich über eine Periode  $T$  des Umlaufs des Teilchens.

Wir führen zunächst in (5)  $\tau$  an Stelle von  $t$  ein. Indem wir (4) differenzieren, erhalten wir

$$cdt - cd\tau = \frac{1}{l_4} [xR\omega \sin \omega\tau - yR\omega \cos \omega\tau] d\tau.$$

Führen wir die durch I, Gleichung (14) definierte Größe

$$n = l_4^\alpha u_\alpha \quad (6)$$

ein, wobei die Geschwindigkeit  $u_\alpha$  des Teilchens aus (1) zu berechnen ist:

$$u_\alpha = \frac{dX_\alpha}{ds} = \frac{dX_\alpha}{cd\tau} u_0 = [-i\beta u_0 \sin \omega\tau, \quad i\beta u_0 \cos \omega\tau, \quad 0, \quad u_0], \quad (7)$$

$$u_0 = u_4 = \frac{cd\tau}{ds} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \left(\beta = \frac{R\omega}{c}\right), \quad (7a)$$

so wird demnach

$$dt = \frac{n}{u_0 l_4} d\tau. \quad (8)$$

Es folgt hiermit aus (5):

$$\overline{\varphi}_{\alpha\beta} = \frac{1}{u_0 T} \int \varphi_{\alpha\beta} \frac{n}{l_4} d\tau. \quad (9)$$

In der Fortsetzung wollen wir uns auf den Fall beschränken, daß die Entfernung des Raumpunktes  $P$  vom PDT. *sehr groß* im Vergleich zum Bahnradius  $R$  ist. Man wird also  $l_4$  nach Potenzen von  $R/r$  zu entwickeln haben, wofür sich nach (4) ergibt:

$$l_4 = -r \left[ 1 - \frac{R}{r} \left( \frac{x}{r} \cos \omega\tau + \frac{y}{r} \sin \omega\tau \right) + \dots \right], \quad r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}. \quad (10)$$

Wir werden im folgenden ein Teilchen von allgemeinsten Pol-Dipolstruktur betrachten, bei welchem also sowohl der Vierervektor des Dipolmoments  $p_\alpha$ , als auch der antisymmetrische Tensor  $n_{\alpha\beta}$  von Null verschieden sind<sup>1)</sup>. Die Gravitationspotentiale dieses Teilchens werden durch I, Gleichung (26) gegeben, wobei noch die Gleichungen (29), (38) und (40) zu berücksichtigen sind. Der endgültige Ausdruck lautet:

$$\begin{aligned} \varphi_{\alpha\beta} = & \frac{1}{n} \left[ (m - 2m') u_\alpha u_\beta + \frac{1}{2} (p_\alpha \dot{u}_\beta + \dot{u}_\alpha p_\beta) + (\dot{p}_\alpha u_\beta + u_\alpha \dot{p}_\beta) + \right. \\ & \left. + (n_{\nu\alpha} \dot{u}^\nu u_\beta + n_{\nu\beta} \dot{u}^\nu u_\alpha) \right] + \frac{\partial}{\partial x_\lambda} \left[ \frac{1}{n} (n_{\alpha\lambda} u_\beta + n_{\beta\lambda} u_\alpha - p_\lambda u_\alpha u_\beta) \right]. \quad (11) \end{aligned}$$

<sup>1)</sup> Über die Bedeutung von  $n_{\alpha\beta}$  siehe II, Abschnitt 3.



Dabei bedeuten die Punkte Ableitungen nach der Eigenzeit, während nach I, Gleichung (58):

$$m' = \frac{p}{R} \beta^2 u_0^2. \quad (11a)$$

Der erste Term in (11) hat die Form  $\frac{1}{n} f(\tau)$ ; es ist also wegen (8):

$$\overline{\frac{1}{n} f(\tau)} = \frac{1}{u_0 T} \int \frac{f(\tau)}{l_4} d\tau.$$

Wir werden im folgenden *nur die wie  $1/r$  abnehmenden Glieder benötigen*. Daher kann nach (10)  $l_4$  durch  $-r$  ersetzt werden, so daß

$$\overline{\frac{1}{n} f(\tau)} = -\frac{1}{r u_0} \cdot \frac{1}{T} \int f(\tau) d\tau. \quad (12)$$

Dagegen ist der zweite Term in (11) von der Form  $\frac{\partial f_v(x_\alpha)}{\partial x_\lambda}$ ; daher gilt<sup>1)</sup>

$$\overline{\frac{\partial f_v}{\partial x_\lambda}} = \frac{1}{T} \int \frac{\partial f_v}{\partial x_\lambda} dt = \frac{\partial}{\partial x_\lambda} \left[ \frac{1}{T} \int f_v dt \right] = \frac{\partial \bar{f}_v}{\partial x_\lambda}. \quad (13)$$

Ferner ist  $f_v$  wieder von der Form  $f(\tau)/n$ , infolgedessen nach (12):

$$\bar{f}_v \sim \frac{1}{r},$$

wobei die weggelassenen Faktoren von  $x_\alpha$  unabhängig sind. Somit wird  $\frac{\partial \bar{f}_v}{\partial x_\lambda}$  nach (13) wie  $1/r^2$  abnehmen, so daß bei der Berechnung von  $\bar{\varphi}_{\alpha\beta}$  in der genannten Näherung (Glieder wie  $1/r$ ) *der zweite Term von (11) keinen Beitrag liefert*.

Es bleibt noch die Berechnung der Mittelwerte  $1/T \int f(\tau) d\tau$  übrig, wobei die  $u_\alpha$  entsprechend (7) zu benutzen sind:

$$u_1 = -i\beta u_0 \sin \omega \tau, \quad u_2 = +i\beta u_0 \cos \omega \tau, \quad u_3 = 0, \quad u_4 = u_0; \quad (14a)$$

ferner sind die  $p_\alpha$  nach I, (57):

$$p_1 = -ip \cos \omega \tau, \quad p_2 = -ip \sin \omega \tau, \quad p_3 = 0, \quad p_4 = 0; \quad (14b)$$

<sup>1)</sup> Dieses Ergebnis gilt auch für  $\lambda = 4$ . Es ist nämlich dann, wegen des periodischen Charakters von  $f_v$ :

$$\int \frac{\partial f_v}{\partial x_4} dt = \frac{1}{c} \int \frac{\partial f_v}{\partial t} dt = 0,$$

während andererseits  $\bar{f}_v$  von  $t$  unabhängig, also  $\frac{\partial \bar{f}_v}{\partial x_4} = 0$  ist.

endlich ergeben sich noch aus II, (54) bei Berücksichtigung der Orthogonalitätsbedingung I, (30) die Beziehungen<sup>1)</sup>:

$$\begin{aligned} n_{12} = -n_{21} = \text{const}, \quad n_{14} = -n_{41} = -i\beta n_{12} \cos \omega \tau, \\ n_{24} = -n_{42} = -i\beta n_{12} \sin \omega \tau; \text{ alle übrigen } n_{\alpha\beta} = 0. \end{aligned} \quad (14c)$$

Andererseits gilt nach (7a):

$$\dot{f}(\tau) = \frac{df}{ds} = \frac{df}{d\tau} \cdot \frac{d\tau}{ds} = \frac{df}{d\tau} \cdot \frac{u_0}{c}. \quad (15)$$

Die Ausrechnung der Mittelwerte ist elementar und kann daher hier weggelassen werden. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} \bar{\varphi}_{11} = \bar{\varphi}_{22} &= \frac{\beta^2 u_0}{2r} \left( m - 2m' - \frac{p}{R} - \frac{2n_{12}\beta u_0}{R} \right), \\ \bar{\varphi}_{44} &= -\frac{1}{r} \left( mu_0 - 2m'u_0 - \frac{2n_{12}\beta^3 u_0^2}{R} \right), \text{ alle übrigen } \bar{\varphi}_{\alpha\beta} = 0. \end{aligned}$$

Dieses Ergebnis läßt sich noch wesentlich vereinfachen, wenn man II, (55) berücksichtigt. Man wird so zu dem bemerkenswerten Ergebnis geführt:

$$\bar{\varphi}_{44} = -\frac{\mu}{r}, \text{ alle übrigen } \bar{\varphi}_{\alpha\beta} = 0, \quad (16)$$

wobei  $\mu$  die Gesamtmasse (d. h. die durch  $c^2$  dividierte Gesamtenergie) des Teilchens bedeutet: *Die mittleren Potentiale des PDT. sind mit den Potentialen eines ruhenden Massenpols (gleicher Masse) identisch.*

3. Wir kommen nun zur Berechnung der Gravitationswirkung zwischen zwei makroskopisch ruhenden PDT., deren Entfernung ebenfalls sehr groß gegenüber dem Bahnradius  $R$  ist. Die Kraftdichte im Gravitationsfeld am Orte des zweiten Teilchens wird für die Näherungslösung durch folgenden Ausdruck gegeben<sup>2)</sup>:

$$f_\alpha = \frac{1}{2} T^{kl} \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^\alpha}, \quad (17)$$

worin  $T^{kl}$  den Materietensor des Teilchens,  $g_{kl}$  den metrischen Fundamentaltensor bedeutet. Die auf das zweite Teilchen ausgeübte Gesamtkraft ergibt sich hieraus durch Integration über das von dem Teilchen eingenommene Volumen<sup>3)</sup>:

$$F_\alpha = \frac{1}{2} \int T^{kl} \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^\alpha} dv. \quad (18)$$

<sup>1)</sup> Es ist dies nicht die allgemeinste Form von  $n_{\alpha\beta}$ , sondern diejenige, welche der Forderung eines zur Bahnebene senkrechten Drehimpulses entspricht; vgl. II, Abschnitt 3, 2. — <sup>2)</sup> Vgl. A. Eddington, Relativitätstheorie in mathematischer Behandlung, § 55. Berlin, Julius Springer, 1925. — <sup>3)</sup>  $F_\alpha$  ist kein Vierervektor, sondern gibt die zeitliche Ableitung des Impuls-Energievektors des Teilchens an:

$$F_\alpha = \frac{dP_\alpha}{dt}.$$

Die  $g_{kl}$  ergeben sich aus den  $\varphi_{kl}$  auf Grund von I, Gleichungen (7) und (8), wobei noch zu berücksichtigen ist, daß bei (11) der konstante Faktor  $4k/c^2$  ( $k$  Newtonsche Gravitationskonstante) weggelassen wurde:

$$g_{kl} = \delta_{kl} + \gamma_{kl}, \quad \gamma_{kl} = \frac{4k}{c^2} \left( \varphi_{kl} - \frac{1}{2} \varphi \delta_{kl} \right); \quad \varphi = \sum_q \varphi_{qq}. \quad (19)$$

Daher:

$$F_\alpha = \frac{1}{2} \int T^{kl} \frac{\partial \gamma_{kl}}{\partial x^\alpha} dv = \frac{2k}{c^2} \int T^{kl} \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \left( \varphi_{kl} - \frac{1}{2} \varphi \delta_{kl} \right) dv. \quad (20)$$

Seien nun  $K_1$  und  $K_2$  die Kreisbahnen der beiden PDT. bei beliebiger gegenseitiger Orientierung (Fig. 1). Wir wollen annehmen, daß beide

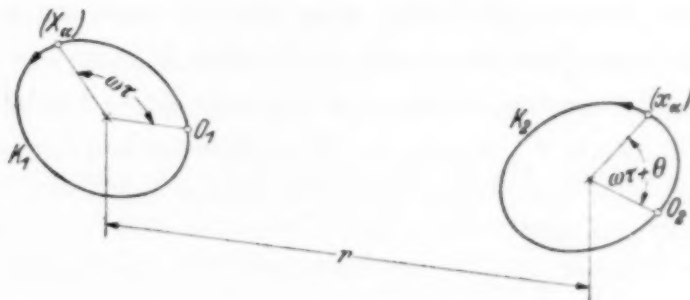


Fig. 1. Zur Berechnung der mittleren Gravitationskraft: Die Bahnen der zwei PDT.

Teilchen *dieselbe Umlaufszeit  $T$*  haben und stellen uns die Aufgabe, unter dieser Voraussetzung die *vom ersten Teilchen auf das zweite einwirkende Kraft* zu berechnen. Es ist also  $T^{kl}$  der Materietensor des *zweiten* Teilchens, wenn es sich an der Stelle  $x_\alpha$  seiner Bahn befindet<sup>1)</sup>; während  $\varphi_{kl}$  die Gravitationspotentiale des *ersten* Teilchens ebenfalls für den Weltpunkt  $x_\alpha$  darstellen.  $T^{kl}$  und  $\varphi_{kl}$  sind Funktionen der Lage  $x_\alpha$ , genauer periodische Funktionen der Zeit  $t$ . Um die im Zeitmittel vom ersten auf das zweite ausgeübte Kraft zu erhalten, wird man also  $F_\alpha$  über  $t$  mitteln:

$$\bar{F}_\alpha = \frac{1}{T} \int F_\alpha dt. \quad (21)$$

Bei näherer Betrachtung sieht man jedoch, daß auch nach Ausführung dieser Mittelung die Verhältnisse noch ziemlich kompliziert bleiben. Man nehme zwei feste Anfangslagen  $O_1$  und  $O_2$  der beiden PDT. auf ihren Kreisbahnen an und wähle den Anfangspunkt der Zeitmessung so, daß die Lage  $X_\alpha$

<sup>1)</sup> Diese Ausdrucksweise bedarf noch einer Erläuterung: Das PDT. soll nicht als „punktförmig“ angesehen werden, sondern es besitze eine zwar sehr kleine, immer aber noch *endliche* Ausdehnung, wie es die Volumintegration in (20) erfordert. Die Beschreibung der Lage des Teilchens durch nur *einen* Weltpunkt ( $x_\alpha$ ) bzw. ( $X_\alpha$ ) ist also so zu verstehen, daß dieser Weltpunkt *einem bestimmten* Punkt des PDT. entspricht, z. B. der Lage der Masse  $m^+$  beim Zweimassenmodell (vgl. II, Abschnitt 1).

des ersten PDT. zur Zeit  $\tau$  gegen  $O_1$  durch den Winkel  $\omega\tau$  gemessen wird; dann wird die Lage  $x_\alpha$  des zweiten PDT. gegen  $O_2$  zur Zeit  $t$  im allgemeinen durch  $\omega t + \theta$  gemessen, wobei  $\theta$  einen von 0 bis  $2\pi$  variierenden Phasenwinkel darstellt. Die Kraft  $\bar{F}_\alpha$  wird nun von  $\theta$  und im allgemeinen auch von der gegenseitigen Orientierung der beiden Bahnen abhängen, so daß ihre Berechnung recht kompliziert erscheint. Daher werden wir eine weitere Mittelung über den Phasenwinkel  $\theta$  vornehmen, indem wir definieren:

$$\bar{F}_\alpha = \frac{1}{2\pi} \int \bar{F}_\alpha d\theta = \frac{1}{2\pi T} \int F_\alpha dt d\theta. \quad (22)$$

Diese zweimal gemittelte Kraft läßt sich nun leicht berechnen, ohne daß dabei eine weitere Mittelung über die Orientierung der Bahnebene nötig wird. Wir bemerken dazu, daß die Größen  $T^{kl}$  nur von der *räumlichen* Lage  $x_1, x_2, x_3$  des zweiten PDT., d. h. nur von  $\omega t + \theta$  abhängen; dagegen hängen die Potentiale  $\gamma_{kl}$  wegen der Retardierungsbedingung (4) auch von  $x_4 = ct$  ab, sie sind also Funktionen der beiden Variablen  $t$  und  $\theta$ . Daher wird nach (22) und (20):

$$\bar{F}_\alpha = \frac{1}{2\pi T} \int \int \int \frac{1}{2} T^{kl}(\omega t + \theta) \cdot \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \gamma_{kl}(t, \theta) \cdot dv dt d\theta. \quad (23)$$

Wir führen jetzt als neue Variablen ein:

$$\theta' = \omega t + \theta, \quad t' = t, \quad (24)$$

wobei die Funktionaldeterminante den Wert 1 hat. Es wird dann:

$$\bar{F}_\alpha = \frac{1}{2\pi} \int \int \frac{1}{2} T^{kl}(\theta') \cdot \left[ \frac{1}{T} \int \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \gamma_{kl}(t', \theta') dt' \right] d\theta' dv. \quad (25)$$

Das Integral in der Klammer ist für  $\theta' = \omega t + \theta = \text{const}$ , d. h. für einen bestimmten Raumpunkt  $x_1, x_2, x_3$  auszuführen. Man hat also genau den im vorigen Abschnitt untersuchten Fall und es folgt nunmehr aus (13) und (19):

$$\frac{1}{T} \int \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \gamma_{kl}(t', \theta') dt' = \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \bar{\gamma}_{kl}(\theta') = \frac{4k}{c^2} \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \left[ \bar{\varphi}_{kl}(\theta') - \frac{1}{2} \bar{\varphi}(\theta') \delta_{kl} \right]. \quad (26)$$

Wir bemerken noch, daß  $\bar{\varphi}_{kl}$  nach (16) wie  $1/r$  abnimmt; und da wir uns bei der Kraft  $\bar{F}_\alpha$  nur für die wie  $1/r^2$  abnehmenden Glieder interessieren, so dürfen wir in (26) statt  $\bar{\varphi}_{kl}(\theta')$  einfach den Wert  $\bar{\varphi}_{kl}$  für den Mittelpunkt von  $K_2$  einsetzen. Es wird also:

$$\bar{F}_\alpha = \frac{2k}{c^2} \bar{U}^{kl} \cdot \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \left( \bar{\varphi}_{kl} - \frac{1}{2} \bar{\varphi} \delta_{kl} \right); \quad (27)$$



dabei bedeuten die  $\bar{U}^{kl}$  die auf der Bahn  $K_2$  genommenen Mittelwerte der Größen

$$U^{kl} = \int T^{kl} dv; \quad \bar{U}^{kl} = \frac{1}{2\pi} \int U^{kl}(\theta') d\theta'. \quad (28)$$

Es wird sich im nächsten Abschnitt zeigen, daß von den Größen  $\bar{U}^{kl}$  nur  $\bar{U}^{44}$  von Null verschieden und gleich  $\mu_2 c^2$  ist [ $\mu_2$  Masse des zweiten PDT.]<sup>1)</sup> Es wird somit schließlich unter Berücksichtigung von (16):

$$\bar{F}_\alpha = -k\mu_1\mu_2 \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \left( \frac{1}{r} \right). \quad (29)$$

Die Kraft  $\bar{F}_\alpha$  ist mit der Newtonschen Anziehung zwischen zwei ruhenden Massenpolen  $\mu_1$  und  $\mu_2$  identisch. Es ist bemerkenswert, daß dieses Ergebnis unabhängig von der Orientierung der Bahnebenen der beiden PDT. gilt.

4. Die Berechnung von  $\bar{U}^{kl}$  läßt sich für ein Teilchen mit  $n_{\alpha\beta} = 0$  leicht durchführen, wenn man das in II, Abschnitt 1 entwickelte Zweimassenmodell heranzieht. Der Materietensor  $T_{kl}$  ist nämlich von der Form

$$T_{kl} = \rho_0 c^2 u_k u_l + p_{kl},$$

wobei  $\rho_0$  die Ruhmassendichte und  $p_{kl}$  den Spannungstensor bedeutet. Führt man diesen Ausdruck in die erste der Gleichungen (28) ein, und ersetzt noch  $dv$  durch  $\frac{1}{u_0} dv_0$  ( $dv_0$  Volumenelement im mitbewegten Koordinatensystem), so folgt:

$$\frac{1}{c^2} U_{kl} = \frac{m^+ u_k^+ u_l^+}{u_0^+} + \frac{m^- u_k^- u_l^-}{u_0^-} + \frac{p_k u_l + u_k p_l}{2u_0}. \quad (30)$$

Der letzte Term stellt den Anteil der Spannungen  $p_{kl}$  dar, welche auf der Verbindungslinie der Massen  $m^+$  und  $m^-$  wirken, und folgt unmittelbar, wenn man in II die Gleichungen (48) und (48a) miteinander vergleicht.

<sup>1)</sup> Einen Teil dieses Ergebnisses kann man ohne Rechnung finden. Nach der Definition der Größen  $U^{kl}$ , Gleichung (28), stellen nämlich die  $U^{k4}$  den Energie-Impulsvektor des Teilchens dar:

$$U^{k4} = \int T^{k4} dv = c P^k.$$

Es gilt also für die Ruhbewegung:

$$U^{44} = \mu_2 c^2 = \bar{U}^{44}, \quad \text{sonst } U^{k4} = U^{4k} = 0.$$

Die übrigen  $U^{kl}$  lassen sich jedoch in dieser Weise nicht bestimmen, was die Rechnungen des Abschnitts 4 nötig macht.

Der Ausdruck (30) läßt sich nach II, Gleichungen (25), (36) und (51) umformen<sup>1)</sup> und ergibt so:

$$\frac{u_0}{c^2} U_{kl} = (m - 2m') u_k u_l + \dot{p}_k u_l + u_k \dot{p}_l + \frac{1}{2} (p_k \dot{u}_l + \dot{u}_k p_l). \quad (31)$$

Die Mittelung über die Bahn läßt sich bei Berücksichtigung von (14a, b) und (15) unmittelbar ausführen und führt nach einfachen Rechnungen zu dem Ergebnis:

$$\bar{U}_{44} = \mu_2 c^2, \quad \text{alle übrigen } \bar{U}_{kl} = 0. \quad (32)$$

Von Interesse werden noch die momentanen Werte  $U_{kl}$  sein, die sich unmittelbar aus (31) mittels (14a, b) und (15) ergeben. Wir geben hier diese Werte für den Zeitpunkt  $t = 0$  an, d. h. für den Augenblick, in welchem  $x_1$  nach (1) die Richtung des Radiusvektors und  $x_2$  die der momentanen Geschwindigkeit des PDT. ist:

$$U_{11} = -U_{22} = -\mu_2 \beta^2 c^2, \quad U_{44} = \mu_2 c^2, \quad \text{alle übrigen } U_{kl} = 0. \quad (33)$$

Gegenüber dem ruhenden Massenpol ist also der Unterschied vorhanden, daß außer  $U_{44}$  noch weitere  $U_{kl}$  von Null verschieden sind. Bei der Mittelung über die Bahn des PDT. verschwinden aber alle diese weiteren  $U_{kl}$ , so daß dann das PDT. in dieser Hinsicht dem einfachen Massenpol völlig gleichwertig ist<sup>2)</sup>. Es sei hier noch bemerkt, daß die Ergebnisse (32) und (33) auch im allgemeinen Falle  $n_{\alpha\beta} \neq 0$  unverändert gelten<sup>3)</sup>.

5. Nach (29) ist die mittlere Kraft  $\bar{F}_\alpha$  mit der Newtonschen Anziehung, welche zwischen einfachen Massenpolen wirkt, identisch. Dagegen lassen sich die momentanen Werte  $F_\alpha$  nur für spezielle Fälle, und auch dann erst nach umständlichen Rechnungen bestimmen. Man kann aber verhältnismäßig leicht zu einer Abschätzung der Amplitude der Schwankung dieser momentanen Werte um den Mittelwert  $\bar{F}_\alpha$  gelangen, wie wir noch in Kürze zeigen werden.

<sup>1)</sup> Es ist dabei zu beachten, daß die Größen  $u_k^+, u_l^-$  gleichzeitigen Lagen der Massen  $m^+, m^-$  entsprechen, da die Integration in (18), also auch in der ersten der Gleichung (28), für  $t = \text{const}$  auszuführen ist. Daher entspricht das gegenwärtige  $u_l^-$  der in II mit  $u_l'^-$  bezeichneten Größe. — <sup>2)</sup> Der pol-dipolartigen Struktur des Teilchens zufolge wird das PDT. durch die Größen  $U_{kl}$  nicht vollständig charakterisiert (wie z. B. für seine Beschreibung außer der Polmasse  $m_0 = m^+ + m^-$  noch das Dipolmoment  $p = m^+ s$  nötig ist; vgl. II, Abschnitt 1). Die entsprechenden Dipolglieder wären aber bei der Berechnung

der Kraft  $\bar{F}_\alpha$  mit Ausdrücken der Form  $\frac{\partial^2 \bar{\varphi}_{kl}}{\partial x^\alpha \partial x^\beta}$  zu multiplizieren und führten daher nach (16) zu Gliedern mit  $1/r^3$ . — <sup>3)</sup> Vgl. eine demnächst erscheinende Arbeit des Verfassers.

Man hat wegen des Nenners  $n$  in (11) zu erwarten, daß die Gravitationspotentiale, und daher auch die Kraft  $F_a$ , besonders große Werte annehmen werden, wenn sich das erste Teilchen in Richtung auf das zweite hinbewegt [vgl. I, (16)]. Wir werden also zu einer Abschätzung dieser Schwankungsamplitude gelangen, wenn wir den momentanen Wert  $F_a$  für folgenden Spezialfall berechnen: Das zweite PDT. befinde sich an einem Raumpunkt  $M$ , und dabei sei die (dreidimensionale) Geschwindigkeit des ersten PDT. an der entsprechenden retardierten Stelle  $A$  genau nach  $M$  gerichtet. Wir wählen diese Richtung als  $x_1$ -Achse und vereinfachen unser Problem

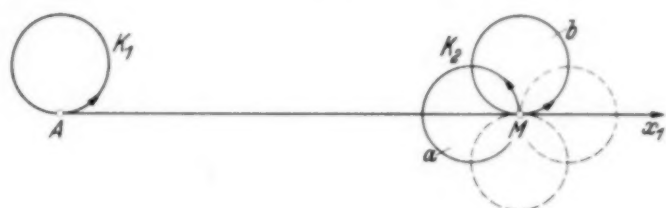


Fig. 2. Zur Abschätzung der momentanen Gravitationskräfte: PDT. 1 bewegt sich in die Richtung zu PDT. 2.

dadurch, daß wir den Mittelwert der Kraft  $F_a$  für die folgenden zwei Bewegungszustände des zweiten PDT. berechnen (vgl. Fig. 2):

a) Radiusvektor des Teilchens nach  $x_1$  gerichtet, Geschwindigkeit nach  $x_2$ . Dann gilt (33):

$$U_{11} = -U_{22} = -\mu_2 \beta^2 c^2, \quad U_{44} = \mu_2 c^2, \quad \text{alle übrigen } U_{kl} = 0. \quad (33a)$$

b) Radiusvektor nach  $x_2$ , Geschwindigkeit nach  $x_1$  gerichtet. Dann gilt an Stelle von (33):

$$U_{11} = -U_{22} = +\mu_2 \beta^2 c^2, \quad U_{44} = \mu_2 c^2, \quad \text{alle übrigen } U_{kl} = 0. \quad (33b)$$

In dem Ausdruck der zu berechnenden Kraft  $F_a$  hängt der zweite Faktor des Integranden von (20) nur vom Bewegungszustand des ersten Teilchens ab, den wir für beide Fälle als denselben annehmen wollen. Man hat dann nur die Ausdrücke (33a) und (33b) zu mitteln, was genau zu Gleichung (32) führt:

$$U_{44} = \mu_2 c^2, \quad \text{alle übrigen } U_{kl} = 0.$$

Für die Bestimmung dieser über die Fälle a) und b) gemittelten Kraft wird man also nur die Ableitungen  $\frac{\partial \varphi_{44}}{\partial x_1}$  und  $\frac{\partial \varphi}{\partial x_1}$  brauchen [während z. B. für den Spezialfall a) noch die Ableitungen  $\frac{\partial \varphi_{11}}{\partial x_1}$  und  $\frac{\partial \varphi_{22}}{\partial x_1}$  nötig wären]<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Genauer müßte man über zwei weitere Bewegungszustände des zweiten Teilchens mitteln, je mit entgegengesetzter Richtung des Radiusvektors (in Fig. 2 punktiert angedeutet), um sich auch von den dipolartigen Zusatztermen  $U_{kl}$  zu befreien; vgl. Anmerkung 2 auf S. 306. Bei diesen neuen Fällen gelten aber wieder Gleichungen (33a) und (33b), so daß im ganzen wieder Gleichung (32) hervorgeht.

Da es sich bei dieser Rechnung nur um eine Abschätzung handelt, so wollen wir zur weiteren Vereinfachung  $n_{\alpha\beta} = 0$  setzen. Wir berechnen dann zunächst die Ableitung  $\frac{\partial \varphi_{44}}{\partial x_1}$ . Berücksichtigt man, daß nach (14a, b)

$$u_4 = u_0 = \text{const}, \quad p_4 = 0$$

ist, so folgt aus (11):

$$\frac{\partial \varphi_{44}}{\partial x_1} = (m - 2m') u_0^2 \frac{\partial}{\partial x_1} \left( \frac{1}{n} \right) - u_0^2 \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_\lambda} \left( \frac{P_\lambda}{n} \right). \quad (34)$$

Bei der vollständigen Ausrechnung sind jetzt die Differentiationsregeln I, (21) und (22) zu berücksichtigen, ferner die spezielle Form von  $l_\alpha$ ,  $u_\alpha$  und  $p_\alpha$  für den vorliegenden Fall, vgl. (3), (14a, b) und Fig. 2:

$$l_\alpha = [-ir, 0, 0, -r], \quad u_\alpha = [i\beta u_0, 0, 0, u_0], \quad p_\alpha = [0, ip, 0, 0],$$

und die daraus folgenden Beziehungen:

$$n = l_v u^v = -ru_0(1 - \beta), \quad l_v p^v = 0, \quad l_v \dot{u}^v = 0. \quad (35)$$

Es ergibt sich schließlich nach längeren elementaren Rechnungen:

$$\frac{\partial \varphi_{44}}{\partial x_1} = \frac{i u_0^3}{n^2} \left[ -m + \left( 5 + \frac{2}{\beta} + \beta \right) m' \right]. \quad (34a)$$

Für die Bestimmung von  $\frac{\partial \varphi}{\partial x_1}$  haben wir zunächst die Größe  $\varphi$  durch Verjüngung aus (11) zu berechnen:

$$\varphi = \sum_q \varphi_{qq} = \frac{1}{n} [(m - 2m') + p_v \dot{u}^v + 2 \dot{p}_v u^v] - \frac{\partial}{\partial x_\lambda} \left( \frac{P_\lambda}{n} \right);$$

dabei wurde nach I, (12)  $u_v u^v = 1$  gesetzt. Ferner gilt aber nach I, Gln. (30) und (49):

$$\dot{p}_v u^v = -p_v \dot{u}^v = m'.$$

Daher:

$$\varphi = \frac{m - m'}{n} - \frac{\partial}{\partial x_\lambda} \left( \frac{P_\lambda}{n} \right). \quad (36)$$

Hieraus folgt nun:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x_1} = (m - m') \frac{\partial}{\partial x_1} \left( \frac{1}{n} \right) - \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial x_\lambda} \left( \frac{P_\lambda}{n} \right). \quad (37)$$

Die Differentiationen lassen sich genau wie bei  $\varphi_{44}$  ausführen, und das Endergebnis lautet:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x_1} = \frac{i u_0}{n^2} \left[ -m + \left( 4 + \frac{2}{\beta} + \beta \right) m' \right]. \quad (37a)$$

Von besonderem Interesse ist der Fall des fast mit Lichtgeschwindigkeit bewegten Teilchens:

$$\beta \simeq 1, \quad u_0 \gg 1,$$



welches als Modell des Elektrons angesehen werden kann (vgl. Abschnitt 1). Für diesen Grenzfall gilt nach (35) und (7):

$$\frac{1}{n} = -\frac{1}{r} u_0 (1 + \beta) \approx -\frac{2 u_0}{r}; \quad (38)$$

ferner nach I, Gleichung (50) und (52):

$$m = \mu_1 \left( 2 u_0 - \frac{1}{u_0} \right) \approx 2 \mu_1 u_0, \quad m' = \mu_1 \left( u_0 - \frac{1}{u_0} \right) \approx \mu_1 u_0. \quad (38 a)$$

Daher schließlich:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varphi_{44}}{\partial x_1} &\approx i u_0^3 \cdot \frac{4 u_0^2}{r^2} \cdot 6 \mu_1 u_0 = 24 u_0^6 \mu_1 \frac{\partial}{\partial x_1} \left( \frac{1}{r} \right), \\ \frac{\partial \varphi}{\partial x_1} &\approx i u_0 \cdot \frac{4 u_0^2}{r^2} \cdot 5 \mu_1 u_0 = 20 u_0^4 \mu_1 \frac{\partial}{\partial x_1} \left( \frac{1}{r} \right). \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Die zweite Größe ist gegenüber der ersten zu vernachlässigen. Daher nach (19):

$$\frac{\partial \gamma_{44}}{\partial x_1} = \frac{4 k}{c^2} \cdot 24 u_0^6 \mu_1 \frac{\partial}{\partial x_1} \left( \frac{1}{r} \right). \quad (39 a)$$

Daraus folgt mit (20) und (28) wegen (32):

$$F_1 = 48 u_0^6 \cdot k \mu_1 \mu_2 \frac{\partial}{\partial x_1} \left( \frac{1}{r} \right). \quad (40)$$

Es ergibt sich somit eine *Abstoßung*, welche um den Faktor  $48 u_0^6$  größer ist, als die mittlere Kraft  $\bar{F}_\alpha$ . Wir kommen also zu dem Ergebnis, daß die *Schwankung der momentanen Werte  $F_\alpha$  um den Mittelwert  $\bar{F}_\alpha$  im Vergleich zu  $\bar{F}_\alpha$  sehr groß ist* — mindestens um einen Faktor von der Größenordnung  $u_0^6$ .

Durch dieses Ergebnis wird noch folgender Gedanke nahegelegt. Hätte man eine von (22) verschiedene Mittelungsvorschrift anzuwenden, so wäre es denkbar, daß sich die sehr großen Kräfte (40) dann nicht mehr genau kompensieren und eine im Vergleich zu  $\bar{F}_\alpha$  sehr große mittlere Kraft übrig bliebe. Daher ist nach dem Pol-Dipol-Modell des Elektrons die Annahme eines verschwindenden Einflusses der Gravitationskräfte nicht mehr selbstverständlich. Vielmehr könnte die Gravitationskraft mit der elektrischen, welche zwischen den als Elektronen aufzufassenden Pol-Dipol-Teilchen wirkt, vergleichbar sein; und sogar eine Zurückführung der elektrischen auf die Gravitationskräfte erscheint — trotz naheliegender Bedenken — nicht ganz ausgeschlossen.

Herrn Dr. H. Hönl möchte ich für wertvolle Diskussionen herzlich danken.

Athen, im März 1940.

## Wasserdampfabsorptionslinien im Spektralgebiet von 0,15 bis 0,5 mm Wellenlänge\*).

Von H. Hopf in Jena.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 10. Juli 1940.)

Es wurde ein lichtstarkes Spektrometer für das langwellige Ultrarot entwickelt, das Messungen im Gebiet von 150 bis 400  $\mu$  mit einer spektralen Spaltbreite von 18  $\mu$  zu machen erlaubt. Es gelang, einzelne Absorptionslinien des Wasserdampfes festzustellen und dadurch zu bestätigen, daß die Struktur des in Zimmerluft aufgenommenen langwelligen Spektrums durch Wasserdampfabsorption bestimmt ist.

In neuester Zeit sind Spektralmessungen im langwelligsten Ultrarot mit Gitterspektrometern bis zu einer Wellenlänge von etwa 500  $\mu$  ausgeführt worden<sup>1)</sup>. Die spektrale Auflösung war bei diesen Messungen nicht sehr groß. Eine Verbesserung der Auflösung durch Anwendung schmalerer Spektrometerspalte war deshalb nicht möglich, weil die Ausschläge der Strahlungsmeßinstrumente im Verhältnis zu den unvermeidlichen Störungen zu klein geworden wären. Für manche Zwecke ist aber die erreichte Auflösung zu gering, z. B. für die Untersuchung von Gasspektren. Es sollte daher versucht werden, die Auflösung zu steigern, ohne die Ausschläge des Meßinstrumentes zu verringern. Hierzu gibt es drei Wege: 1. Man sucht nach einer Strahlungsquelle mit größerer Emission im langwelligen Ultrarot. 2. Die Empfindlichkeit des Empfängers wird gesteigert. 3. Man vergrößert die Lichtstärke des Spektrometers. Nach Ergebnissen von Dahlke<sup>2)</sup> über die Ultrarotemission des Quecksilber-Hochdruckbogens und anderer Hochdruckbögen bietet der erste Weg zur Zeit wenig Aussicht auf Erfolg. Auch eine wesentliche Leistungssteigerung der thermischen Empfänger ist auf Grund von Überlegungen über deren grundsätzliche Leistungsgrenze nicht zu erwarten<sup>3)</sup>.

In dieser Arbeit wurde daher versucht, den zum Empfänger gelangenden Energiestrom bzw. das Auflösungsvermögen durch ein lichtstärkeres Spektrometer zu steigern. Das Öffnungsverhältnis der Spektrometerspiegel betrug in der Anordnung von Maar (l. c.) 1:2. Eine weitere Steigerung würde zu große Abbildungsfehler und andere Schwierigkeiten hervorrufen. Es

\*) D 27.

<sup>1)</sup> B. Koch, Ann. d. Phys. **33**, 335, 1938; O. Maar, ZS. f. Phys. **113**, 415, 1939; W. Dahlke, ebenda **114**, 672, 1939. — <sup>2)</sup> W. Dahlke, ebenda **115**, 1, 1940. — <sup>3)</sup> Vgl. M. Czerny, Ann. d. Phys. **12**, 993, 1932.

bleibt aber noch die Möglichkeit, durch Vergrößerung der Spalte einen größeren Teil der Oberfläche der Strahlungsquelle auszunutzen. Damit aber hierdurch nicht die Auflösung geringer wird, müssen alle Lineardimensionen des Spektrometers unter Beibehaltung der Gitterkonstante in demselben Verhältnis vergrößert werden wie Breite und Höhe der Spalte. Ferner ist eine weitere Vergrößerung der Spalte ohne Verringerung der Auflösung möglich durch entsprechende Verkleinerung der Gitterkonstanten. Auf Grund dieser Überlegung wurden gegenüber dem Spektrometer von Maar die Abmessungen etwa verdoppelt, die Gitterkonstante halbiert. Eine besonders gute Abbildung wurde durch Autokollimationsanordnung erreicht,

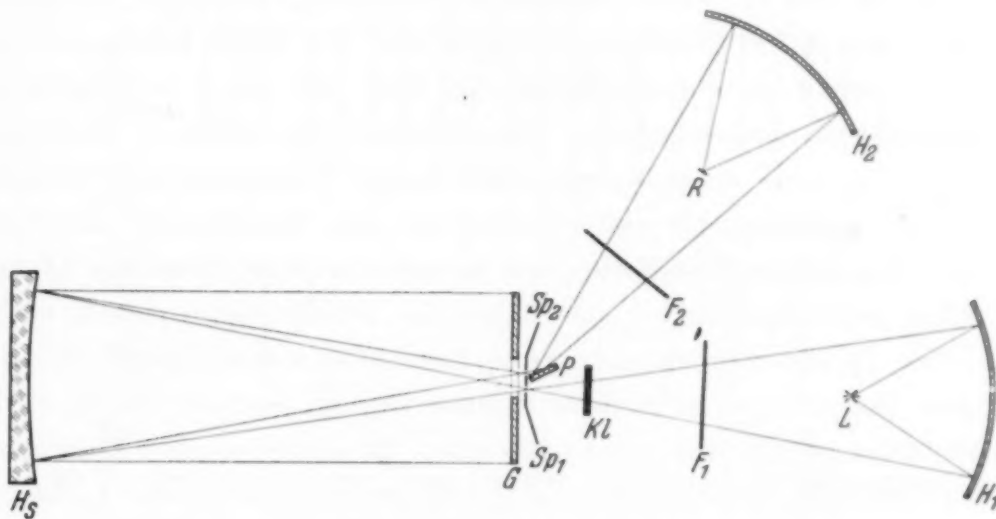


Fig. 1. Versuchsanordnung.

indem beide Spalte nebeneinander hinter ein durchbohrtes Gitter gesetzt wurden. Das hatte gleichzeitig den Vorteil, daß nur *ein* Hohlspiegel für das Spektrometer notwendig war.

*Versuchsanordnung.* Als Strahlungsquelle diente die Quecksilberdampf-Normallampe von Osram. Der Lichtbogen  $L$  wurde vom Hohlspiegel  $H_1$  vergrößert auf den Spalt  $Sp_1$  abgebildet. Von dort fiel die Strahlung durch das Loch im Gitter auf den Spektrometerspiegel  $H_s$ , der sie parallel auf das Gitter warf. Die vom Gitter parallel zurückkommende Strahlung wurde vom Spektrometerspiegel auf den Spalt  $Sp_2$  gesammelt, hinter dem sie von dem Planspiegel  $P$  abgelenkt und von dem Hohlspiegel  $H_2$  auf den Radiometerflügel  $R$  vereinigt wurde. Durch die nochmalige Abbildung durch den Spiegel  $H_2$  ist eine gute Strahlungskonzentration des Lichtes auf den Radiometerflügel gegeben. Die Hohlspiegel  $H_1$  und  $H_2$  bildeten axial ab, so daß sich die Lampe und das Radiometer im Strahlengang befanden. Der dadurch eintretende Verlust konnte in Kauf genommen

werden. Zur Beseitigung des kurzwelligen Streulichtes und der Spektren höherer Ordnung befanden sich vor dem ersten und hinter dem zweiten Spalt Filter ( $F_1, F_2$ ) aus denselben beiden schwarzen Papieren, wie sie Maar (l. c.) angegeben hat. Auf eine Vorzerlegung nach der Quarzlinsenmethode wurde verzichtet. Kurzwellige Verunreinigung ließ sich durch Filter allein beseitigen, und man hatte den Vorteil, die ganze Anordnung mit sichtbarem Licht justieren zu können. Die Klappe  $Kl$  zum Unterbrechen der Strahlung bestand aus zwei Aluminiumblechen und befand sich vor dem ersten Spalt.

Die Lampe war wie bei Maar von einem wassergekühlten Mantel umgeben.  $H_1$  und  $H_2$  waren gepreßte Parabolspiegel mit einer Brennweite von 13 cm und einem Durchmesser von 25 cm. Die Spalte hatten zunächst eine Breite von 1 cm und eine Länge von 4 cm. Sie waren in Schirme aus Aluminiumblech eingeschnitten, die zwischen den Spalten umgebogen waren und so eine doppelte wärmeisolierende Trennungswand zwischen der in das Spektrometer eintretenden und der austretenden Strahlung bildeten. Der Abstand der Mitte der beiden Spalte betrug 2 cm, der Abstand der Mitte jedes Spaltes von der Achse des Spektrometerspiegels mithin 1 cm. Der Spektrometerspiegel war ein geschliffener Kugelspiegel aus Glas mit einer Brennweite von 60 cm und einem Durchmesser von 25 cm, so daß sich ein Öffnungsverhältnis von 1 : 2,4 ergibt. Er wurde mit einer Aluminiumschicht bedampft. Damit nicht direkt vom Spiegel reflektiertes Licht vom ersten auf den zweiten Spalt fiel, mußte von der Mitte des Spektrometerspiegels ein Rechteck von  $2 \times 8$  cm ausgeblendet werden. Das geschah durch ein mit schwarzem Papier beklebtes Stück Pappe. Das Gitter  $G$  sollte ein Lamellengitter sein, wie es in den genannten früheren Arbeiten benutzt wurde. Es sollte  $20 \times 20$  cm groß sein, eine Lamellen- und Furchenbreite von je 1 mm und eine Furchentiefe von etwa  $80 \mu$  haben. Da die bisher angewandte Herstellungsmethode bei der hier erforderlichen Größe und Lamellenzahl sehr mühsam und zeitraubend gewesen wäre, mußte ein anderer Weg eingeschlagen werden. Auf unsere Bitte machte die Firma Carl Zeiss einige Versuche, Lamellengitter durch Ätzung von Glasplatten mit Flußsäure herzustellen. Es wurde das bei der Herstellung von Teilungen auf Glas übliche Verfahren angewandt. Die Schwierigkeit besteht in der Erzielung einer bestimmten und gleichmäßigen Furchentiefe. Die Furchentiefen des bei der Messung benutzten Gitters sind in Fig. 2 veranschaulicht. Die Messung der Furchentiefe wurde mit dem Mikroskop dermaßen ausgeführt, daß einmal auf die weggeätzte und einmal auf die stehengebliebene Glasoberfläche scharf eingestellt wurde; die Höhendifferenz berechnet



sich aus dem Trommelantrieb des Mikroskops. Man sieht, daß Schwankungen von  $\pm 20 \mu$  vorkommen. Da die Wellenlängen 10- bis 20mal größer sind, sind diese Unterschiede unbedenklich. Die Gitterteilung selbst war natürlich einwandfrei. Das Gitter wurde ebenso wie die anderen Spiegel im Vakuum mit Aluminium bedampft. Es war auf einem Teilkreis montiert und durch Schrauben justierbar. Ein Schraubentrieb mit Trommel gestattete, eine Drehung des Gitters um eine halbe Minute bequem abzulesen.

Das Radiometer entsprach dem von Maar (l. c.) angegebenen. Um Störungen, die durch Erschütterungen des Gebäudes verursacht sind, nach Möglichkeit zu vermeiden, wurde das Radiometer auf eine Juliusse

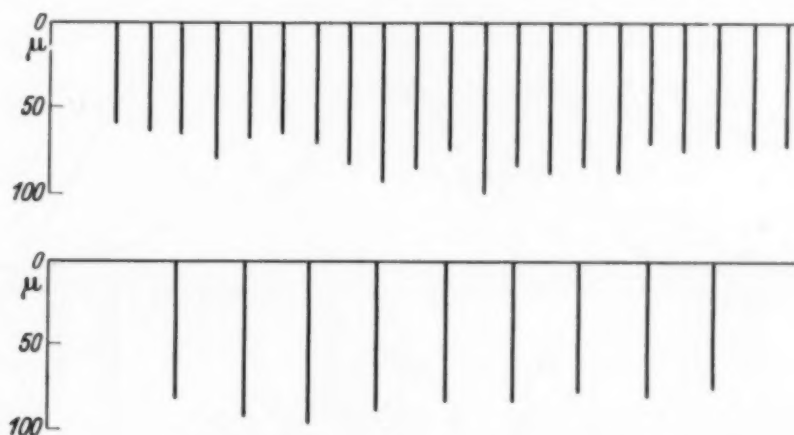


Fig. 2. Die Furchentiefe des Gitters. Oben im Querschnitt (jede 5. Furche gemessen), unten längs einer Furche.

Aufhängung gebracht. Zur Vermeidung von Störungen durch Konvektionsströme im Zimmer war der Teil der Apparatur, der den Strahlengang vom zweiten Spalt ab enthält, in Pappe eingebaut. Zwischen Lampe und Radiometer wurde ein doppelter Blechschirm angebracht. Die Ablesung der Ausschläge erfolgte mit einem Autokollimationsfernrohr, das mit seiner Brennweite von 84 cm und einem Abstand der Skalenstriche von 0,1 mm einem Skalenabstand von 8,4 m entsprach.

Die Wellenlänge ergibt sich aus der Beziehung:

$$\lambda = 2 d \sin \varphi,$$

wo  $d$  die Gitterkonstante und  $\varphi$  den Winkel bedeutet, um den das Gitter aus der Nullage gedreht ist. Das von einem Spalt von 1 cm Breite bedeckte mittlere Wellenlängenintervall berechnet sich zu  $33 \mu$ . Das bedeutet eine größere spektrale Reinheit als bei den Messungen von Maar ( $48 \mu$ ) und etwa dieselbe wie bei den Messungen von Koch (l. c.), der allerdings ein Meßinstrument von wesentlich größerer Einstellzeit benutzte.

Die Ausschläge waren, wenn man das langwellige Maximum zugrunde legt, etwa ebenso groß wie bei Maar. Das hier benutzte Radiometer hatte aber bei gleichem Trägheitsmoment nur die halbe Vakuumschwingungsdauer (7 gegen 14 sec), was die Empfindlichkeit auf  $\frac{1}{4}$  herabsetzt. Dafür ist die Nullage besser, da ja die durch die Brownsche Bewegung und andere Ursachen hervorgerufenen Störungen kleiner sind; und man kann in derselben Zeit mehr Ausschläge beobachten. Ferner ist das kleinere vom Spalt bedeckte Spektralintervall zu berücksichtigen. Die Ablesung erfolgte alle

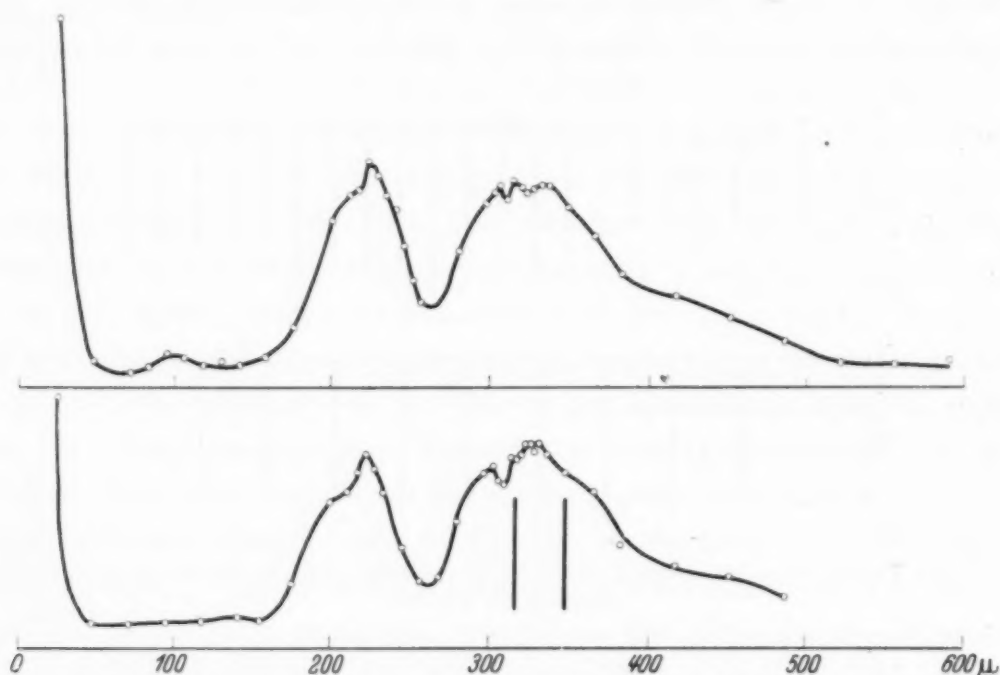


Fig. 3. Die Spektren 1. Ordnung zu beiden Seiten des Mittelbildes. Die senkrechten Striche deuten das mittlere Wellenlängenintervall an, das durch den zweiten Spalt fiel.

8 sec, in welchem Rhythmus die Klappe geöffnet und geschlossen wurde. Für einen Meßpunkt wurden im allgemeinen 10 bis 15 Ausschläge beobachtet. Die Reinheit der Strahlung war gut, denn im Spektrum war kein Ausschlag festzustellen, wenn in den Strahlengang eine 5 mm dicke Steinsalzplatte geschaltet wurde. Im Mittelbild war dann der Ausschlag unter 10 %.

*Messungen.* Um die Symmetrieeigenschaften des Gitters zu prüfen, wurden zuerst die Spektren erster Ordnung auf beiden Seiten des Mittelbildes aufgenommen. Das Ergebnis ist in Fig. 3 gezeichnet. Zur besseren Vergleichsmöglichkeit sind die beiden Spektren gleichsinnig aufgetragen. Wie aus der Zeichnung zu erkennen ist, ist die Symmetrie zufriedenstellend. Der Maximalausschlag im Spektrum betrug 6 mm. Die Maxima, die sich hier bei 220 und etwa 325  $\mu$  ergeben, haben annähernd die gleiche Höhe,

während in den bisherigen Messungen das kurzwellige Maximum höher war. Dieses Ergebnis ist auf die Furchentiefe des Gitters zurückzuführen, die gerade das Gebiet um  $320\ \mu$  begünstigt. Die an die Apparatur gestellte Erwartung, auf Grund der größeren Furchentiefe eine größere Intensität bei langen Wellen zu geben, ist also erfüllt. Die Ausschläge bis  $150\ \mu$  liegen unter  $1\ \text{mm}$ . Auffallend ist ferner die große Tiefe des Minimums bei  $263\ \mu$ , dann der Knick auf der kurzwelligen Seite des Maximums bei  $220\ \mu$ , der das Vorhandensein eines Minimums an dieser Stelle vermuten läßt, und die

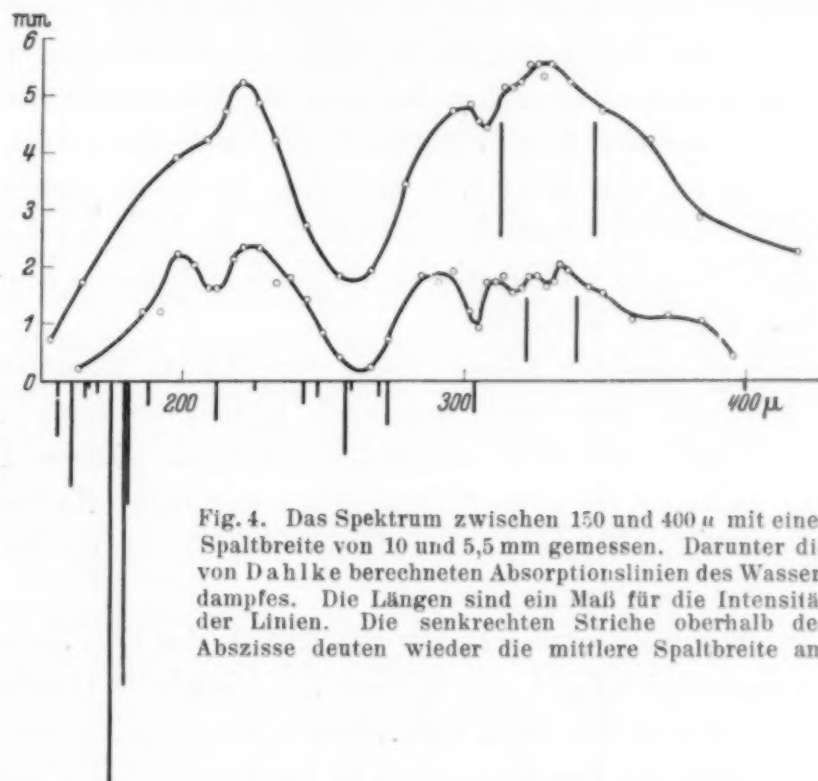


Fig. 4. Das Spektrum zwischen  $150$  und  $400\ \mu$  mit einer Spaltbreite von  $10$  und  $5,5\ \text{mm}$  gemessen. Darunter die von Dahlke berechneten Absorptionslinien des Wasserdampfes. Die Längen sind ein Maß für die Intensität der Linien. Die senkrechten Striche oberhalb der Abszisse deuten wieder die mittlere Spaltbreite an.

Minima in dem großen langwelligen Maximum. Das benutzte Wellenlängenintervall läßt also mehr Feinheiten der Struktur des langwelligen Spektrums erkennen.

Die beiden Maxima bei  $220$  und  $325\ \mu$  wurden von Franck, Grottrian<sup>1)</sup> und Kroebe<sup>2)</sup> als selektive Emission des angeregten Hg-Dampfes gedeutet. Dahlke hat später gezeigt, daß die langwellige Strahlung des Hg-Bogens vielmehr eine gleichmäßig verlaufende Temperaturstrahlung ist und das Minimum bei  $263\ \mu$  durch Absorption des Wasserdampfes der Zimmerluft entsteht, der an dieser Stelle einige dicht beieinanderliegende Absorptionslinien besitzt. Es lag nun nahe, die hier gefundene Feinstruktur durch

<sup>1)</sup> J. Franck u. W. Grottrian, ZS. f. Phys. **4**, 89, 1921. — <sup>2)</sup> W. Kroebe, ebenda **50**, 114, 1929.

vereinzelt liegende Absorptionslinien des Wasserdampfes zu deuten. Ein Vergleich mit den von Dahlke berechneten Absorptionslinien zeigt tatsächlich an den Stellen 212 und 304  $\mu$  einzeln liegende Linien (Fig. 4, obere Kurve). Um die Minima noch deutlicher zu bekommen, wurde das Spektrum mit einer Spaltbreite von 5,5 mm gemessen, entsprechend einem mittleren Wellenlängenintervall von 18  $\mu$  (Fig. 4, untere Kurve). Die Minima an den Stellen 212 und 304  $\mu$  erscheinen jetzt wesentlich ausgeprägter. Die übrigen im Verlauf der Kurve auftretenden Unregelmäßigkeiten können durch Meßfehler vorgetäuscht sein; es ist aber auch nicht ausgeschlossen, daß sie von Linien herrühren, die zu bisher nicht berechneten Termen gehören. Das Minimum bei 263  $\mu$ , bei dem die Absorptionslinien dichter liegen, so daß sie auch mit dieser Spaltbreite nicht aufgelöst werden konnten, geht nahezu bis auf den Wert Null herunter. Vielleicht wurden die Absorptionslinien besonders deutlich dadurch, daß der Weg des Lichtes von der Lichtquelle bis zum Radiometer im Vergleich zu früheren Anordnungen ziemlich lang war; er betrug 3,6 m.

Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. G. Hettner, der die Anregung zu dieser Arbeit gab, danke ich bestens für seine tatkräftige Unterstützung und sein stets förderndes Interesse. Herrn Dr. habil. W. Dahlke danke ich für wertvolle Ratschläge und Hilfe. Zu danken habe ich ferner dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. H. Kulenkampff, für Bereitstellung von Institutsmitteln.

Das Autokollimationsfernrohr war aus Mitteln der Carl Zeiss-Stiftung, der Spektrometerhohlspiegel aus Mitteln der Helmholtz-Gesellschaft beschafft. Ferner bin ich der Firma Carl Zeiss für ihr großes Entgegenkommen bei der Herstellung des Beugungsgitters zu Dank verpflichtet, insbesondere Herrn Dipl.-Ing. K. Büchele, der das Herstellungsverfahren vorschlug.

*Jena, Physikalisches Institut der Universität, im April 1940.*

---



## Erregungs- und Transportvorgänge an einer selbsterregenden van de Graaff-Maschine \*).

Von F. Heise in Danzig.

Mit 13 Abbildungen. (Eingegangen am 25. Mai 1940.)

1. Aufbau einer offenen selbsterregenden Bandmaschine für Experiment und Vorlesung. 2. Drahtnetz als Bauelement für Hochspannungselektroden. 3. Untersuchung des Vorganges der Selbsterregung. 4. Polarisationserscheinungen an „Mipolam“-Folien. 5. Untersuchung der Bedingungen beim Ladungstransport, dabei Entwicklung neuer Schaltungen zur Erzielung einer erhöhten Flächendichte der transportierten Ladungen.

Kurz nach dem Erscheinen der ersten Veröffentlichungen über den elektrostatischen Generator van de Graaffs und seiner Mitarbeiter<sup>1)</sup> wurde im Jahre 1934 im hiesigen Institut eine erste Bandmaschine gebaut, über die an anderer Stelle<sup>2) 3)</sup> bereits berichtet worden ist. Diese, wie auch eine zweite 750 kV-Maschine mit in Preßgas laufenden Bändern, die von U. Neubert<sup>2)</sup> im Jahre 1937 entwickelt wurde, arbeitete mit reiner Selbsterregung.

Es war nun von Interesse, den Vorgang der Erregung in seinem Ablauf genauer zu studieren, die gewonnenen Vorstellungen zu prüfen und zu versuchen, die Stromausbeute auf anderem Wege zu erhöhen, als dies bei Neubert und verschiedenen amerikanischen Autoren<sup>4)</sup> durch Einbau der Maschine in einen Druckkessel geschehen war. Dies ist das Ziel der vorliegenden Arbeit.

### *I. Aufbau der Demonstrations- und Experimentiermaschine.*

Die für diese Untersuchungen vom Verfasser entworfene und gebaute Bandmaschine war gleichzeitig dazu bestimmt, in der Vorlesung als Demonstrationsmaschine verwendet zu werden<sup>5)</sup>. Es wurde daher bei der Planung auf größte Einfachheit und Klarheit des Aufbaues, gute Zugänglich-

\*) D 86.

<sup>1)</sup> R. J. van de Graaff, K. T. Compton u. L. C. van Atta, Phys. Rev. **43**, 149, 1933. — <sup>2)</sup> U. Neubert, ZS. f. Phys. **110**, 334, 1937, Fig. 1. — <sup>3)</sup> W. Kossel, ebenda **111**, 264, 1938, Fig. 9. — <sup>4)</sup> Zuerst von R. G. Herb, D. B. Parkinson u. D. W. Kerst, Phys. Rev. **51**, 75, 1937. — <sup>5)</sup> Wie Kossel l. c., S. 268 ausführt, ist die van de Graaff-Maschine für die Vorlesung das geeignetste Beispiel einer elektrostatischen Maschine, weil hier der Grundvorgang der Aufladung durch Ladungstransport auf die denkbar einfachste Form gebracht ist.

keit und Sichtbarkeit aller Teile Wert gelegt. Fig. 1 zeigt die endgültige Ausführung in zwei Rissen, Fig. 2 die Maschine auf dem Hörsaaltisch mit Schattenprojektion. Sie liefert in dieser Größe über 250 kV.

Der Antrieb erfolgt durch einen mit der untersten Rolle über eine biegsame Welle direkt gekuppelten Motor. Diese Rolle dient zugleich als Spannrolle; ihre Pendelkugellager sind in senkrechten Schlittenführungen

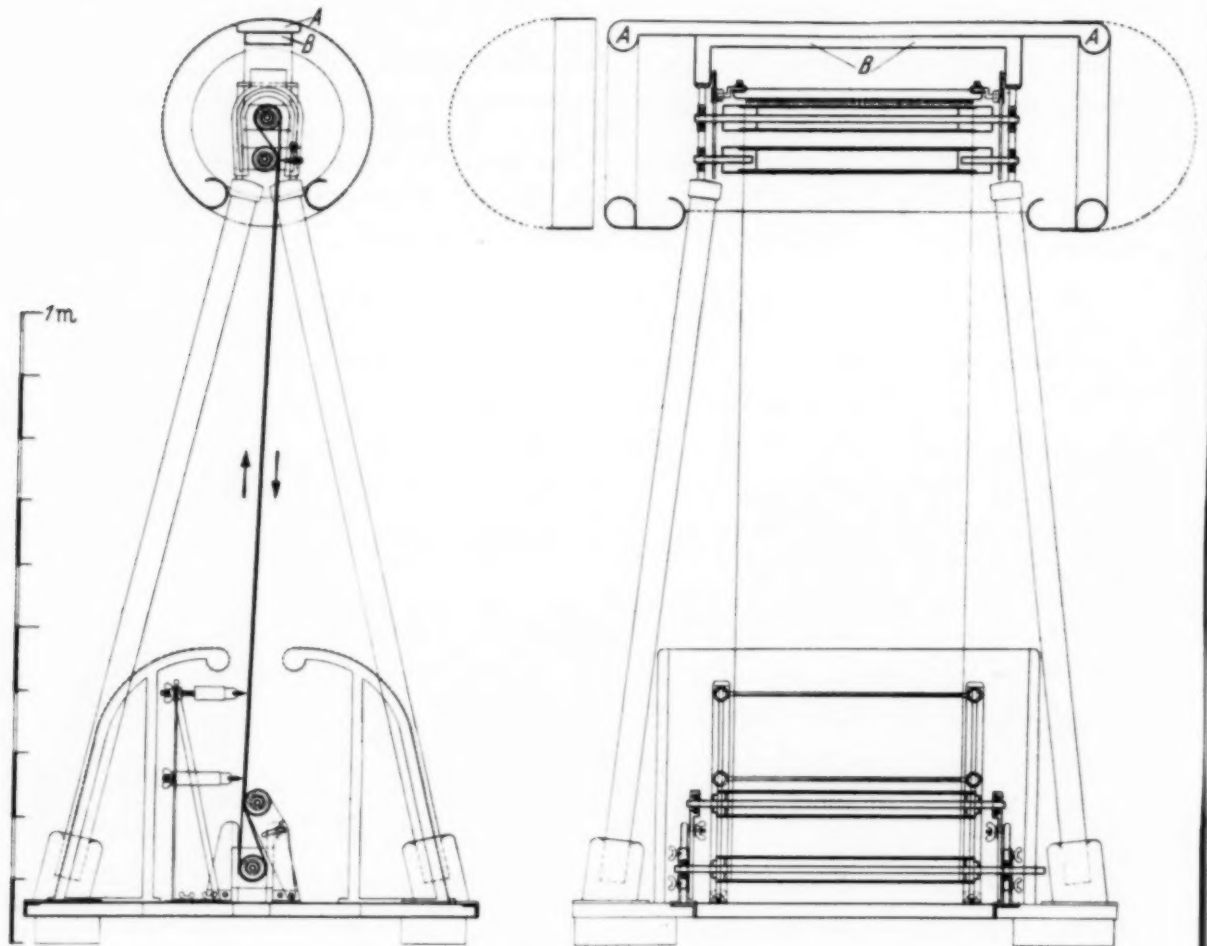


Fig. 1. Hauptschnitte der Maschine.

einzeln verstellbar. Die unmittelbar darüberliegende „untere Druckrolle“ kann durch zwei schwenkbare Arme dem Transportband mehr oder weniger genähert werden und ist ebenfalls mit Pendelkugellagern ausgestattet, so daß sie auch in unsymmetrischen Stellungen laufen kann. Dies erwies sich als notwendig, da es schwierig ist, endlose Transportbänder so herzustellen, daß sie über die ganze hier verwendete Breite von 38 cm genau die gleiche Länge haben.

Vier Pertinaxsäulen tragen ein Gestell, an dem die oberen Rollen und eine hufeisenförmige Führung für einen oder mehrere obere Abnehmer befestigt sind. Diesem Gestell ist der den Hochspannungskörper bildende

Faraday-Käfig lose aufgesetzt (die in ihm liegende Leiste *A* wird auf die oberste Leiste *B* des festen Innengestells aufgelegt). Er hat die Form eines beiderseits offenen Zylinders von 33 cm Durchmesser, der von bronzierten

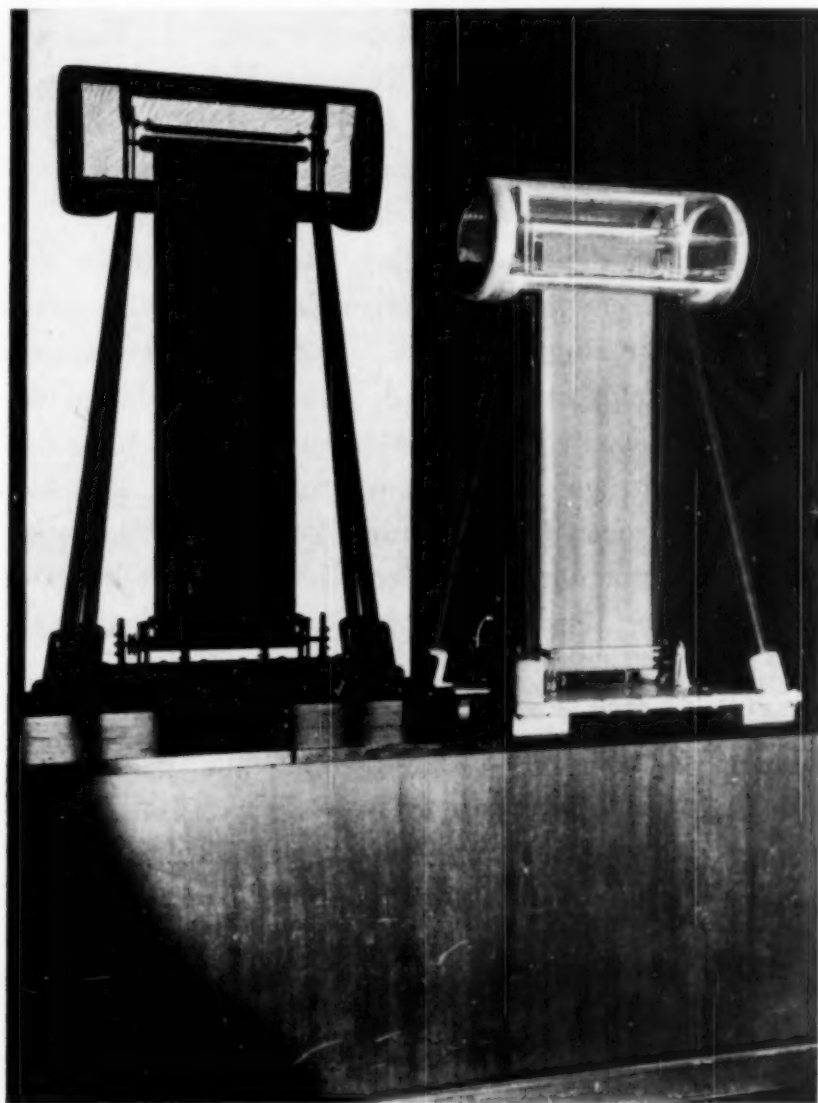


Fig. 2. Maschine auf dem Hörsaaltisch mit Schattenprojektion.

Holzwülsten mit kreisförmigem Querschnitt begrenzt ist. Diese Holzringe und die Blechverkleidung um die rechteckige Durchtrittsöffnung für das Transportband und die Pertinaxsäulen haben einen kleinsten Krümmungsradius von 2,3 cm.

Im übrigen wird die Zylinderfläche von feinmaschigem Drahtnetz mit 0,2 mm Drahtstärke und 1,1 mm Maschenweite gebildet, denn es zeigte sich und wurde durch die unten wiedergegebenen Überschlagsmessungen bestätigt, daß die Anwendung von Netz an Stelle einer geschlossenen Leiter-

fläche auf die erreichbare Höchstspannung nur einen geringfügigen Einfluß hat. Wenn man nicht beabsichtigt, durch die großen Seitenöffnungen zu beobachten oder in die Vorgänge im Innern einzugreifen, kann der Hochspannungskörper durch halbkugelige Drahtnetzkapfen abgeschlossen werden, die man auf die Holzringe einfach aufschiebt. Hier wie bei dem aus zwei Teilen bestehenden Faraday-Käfig der Erdseite wurde ein Drahtnetz mit 0,35 mm Drahtstärke und 2,55 mm Maschenweite verwendet. Man hat daher sowohl in den Hochspannungskörper wie in den Faraday-Käfig der Erdseite von allen Seiten klaren Einblick.

Die Abnehmer wurden wie bei den älteren Maschinen des hiesigen Instituts aus Grammophonadeln hergestellt, die dicht nebeneinander zwischen Blechstreifen eingelötet sind. Der obere Abnehmer ist dabei mit dem Hochspannungskörper leitend verbunden, während die unteren in zwei Koordinaten verstellbar isoliert angebracht sind, so daß die von ihnen gelieferten Beiträge zum Gesamtstrom einzeln gemessen werden können. Aus dem gleichen Grunde wurde die untere Druckrolle von ihrer Achse isoliert. Eine von der Zimmerdecke herabzulassende geerdete Kugel diente zur Erdung der Maschine und zugleich als Funkenstrecke.

#### *Überschlagsmessungen an Drahtnetzen.*

Die Maschine arbeitet mit der Netzverkleidung einwandfrei und das Netz hat nie Anlaß zu Störungen gegeben. Daher entsteht die Frage, ob das weit leichtere und bequem zu bearbeitende Drahtnetz auch da vorteilhaft verwendet werden kann, wo der bei unserer Maschine mitbestimmende Grund zur Wahl eines durchsichtigen Materials, die Rücksicht auf die Demonstration und Beobachtung des Innern, wegfällt. Es wurde daher zum Vergleich der Eigenschaften von Blech- und Drahtnetzverkleidungen die folgende Versuchsreihe durchgeführt:

Zwei gleiche Zylinder von 9,7 cm Radius mit gerundeten Abschlußkapfen wurden so hergestellt, daß je ein Viertel ihres Umfangs aus glattem Blech und drei verschiedenen Sorten Drahtgeflecht gebildet wird. Diese Zylinder wurden gekreuzt einander gegenübergestellt und bildeten so eine Funkenstrecke, deren Kennlinie mit Hilfe einer parallel geschalteten Kugelfunkenstrecke mit 11 cm Kugeldurchmesser aufgenommen wurde.

Bei der Messung wurden diejenigen Einstellungen der auf 0,05 mm einstellbaren Kugelfunkenstrecke aufgesucht, bei denen die Überschläge gerade nur noch an einer der beiden Funkenstrecken erfolgten. Die Mittelwerte aus 4 bis 6 solcher Paare von Einstellungen erscheinen unter  $k$  in Tabelle 1. Zur Ermittlung der zugehörigen Spannung wurde die Kenn-



Tabelle 1.

| $z$<br>mm | Blech                         |                    | Netz I            |                    | Netz II           |                    | Netz III  |                    |
|-----------|-------------------------------|--------------------|-------------------|--------------------|-------------------|--------------------|-----------|--------------------|
|           | Maschenweite: mm              |                    | 1,1               |                    | 2,55              |                    | 6,6       |                    |
|           | Drahtstärke: mm $\varnothing$ |                    | 0,2               |                    | 0,35              |                    | 0,62      |                    |
|           | $k$<br>mm                     | $U$<br>kV          | $k$<br>mm         | $U$<br>kV          | $k$<br>mm         | $U$<br>kV          | $k$<br>mm | $U$<br>kV          |
| 5         | 4,7 <sub>4</sub>              | 16,7<br>$\pm 0,2$  | 4,6 <sub>6</sub>  | 16,3<br>$\pm 0,5$  | 4,6 <sub>4</sub>  | 16,2<br>$\pm 0,2$  | 4,5       | 15,8<br>$\pm 0,5$  |
| 10        | 9,7 <sub>3</sub>              | 31,4<br>$\pm 0,2$  | 9,6 <sub>9</sub>  | 31,2<br>$\pm 0,3$  | 9,1 <sub>3</sub>  | 29,8<br>$\pm 1,0$  | 8,5       | 27,8<br>$\pm 1,0$  |
| 15        | 14,7 <sub>2</sub>             | 45,7<br>$\pm 0,2$  | 14,0 <sub>9</sub> | 44,0<br>$\pm 0,8$  | 13,7 <sub>5</sub> | 43,0<br>$\pm 1,0$  | 12,4      | 39,1<br>$\pm 0,8$  |
| 20        | 19,3                          | 58,5<br>$\pm 0,5$  | 18,9              | 57,2<br>$\pm 0,6$  | 17,9              | 54,7<br>$\pm 1,7$  | 16,4      | 50,3<br>$\pm 1,0$  |
| 25        | 24,6                          | 72,2<br>$\pm 1,0$  | 23,6              | 69,7<br>$\pm 1,0$  | 22,7              | 67,5<br>$\pm 1,5$  | 20,4      | 61,3<br>$\pm 1,0$  |
| 30        | 30,1                          | 86,0<br>$\pm 1,8$  | 28,4              | 81,8<br>$\pm 1,5$  | 27,4              | 79,6<br>$\pm 1,1$  | 24,2      | 71,5<br>$\pm 1,5$  |
| 35        | 35,3                          | 97,8<br>$\pm 1,8$  | 33,2              | 93,1<br>$\pm 1,7$  | 32,0              | 90,3<br>$\pm 2,3$  | 28,0      | 81,0<br>$\pm 1,7$  |
| 40        | 41,7                          | 112,0<br>$\pm 2,2$ | 38,7              | 105,8<br>$\pm 1,4$ | 36,9              | 101,7<br>$\pm 2,5$ | 32,2      | 90,7<br>$\pm 1,5$  |
| 50        | 57,9                          | 139,3<br>$\pm 1,8$ | 53,1              | 132,4<br>$\pm 1,2$ | 50,2              | 127,6<br>$\pm 2,4$ | 39,9      | 108,5<br>$\pm 3,3$ |

$z$  Abstand der Zylinderflächen,  $k$  Abstand in der Kugelfunkenstrecke (Kugelradius 5,5 cm),  $U$  Spannung nach der Kugelfunkenstrecke.

linie für die 11 cm-Kugelfunkenstrecke aus den für 10- und 12,5 cm-Kugeln in Landolt-Börnstein, Physik.-chem. Tabellen, Eg. III, 2, S. 1255 ff. angegebenen Werten interpoliert. Die unter  $U$  angegebenen Schwankungsgrenzen entsprechen den mittleren Abweichungen der oberen und unteren Einstellungen vom Mittelwert. Die Zylinderfunkenstrecke wurde nach jedem Paar von Einzelmessungen neu eingestellt.

Fig. 3 zeigt die Kennlinien der Zylinderfunkenstrecken. Die obere ausgezogene Kurve  $B$  gilt für glatte Blechzylinder. Sie ist hier nur als Bezugslinie für die Kurven der Drahtgeflechtzylinder von Bedeutung. Die Kennlinien der Drahtgeflechtfunkenstrecken I und II entfernen sich anfänglich von  $B$ , enthalten einen Wendepunkt und verlaufen schließlich parallel zu  $B$ . Bei dem groben Drahtnetz III ist der Wendepunkt in dem untersuchten Bereich noch nicht erreicht. Die Anordnung gestattete nicht, höhere Spannungen anzuwenden.

Die beabsichtigte Erweiterung dieser Untersuchung wurde unterbrochen. Verfasser neigt dazu, einen weiteren Verlauf nach Fig. 4 als

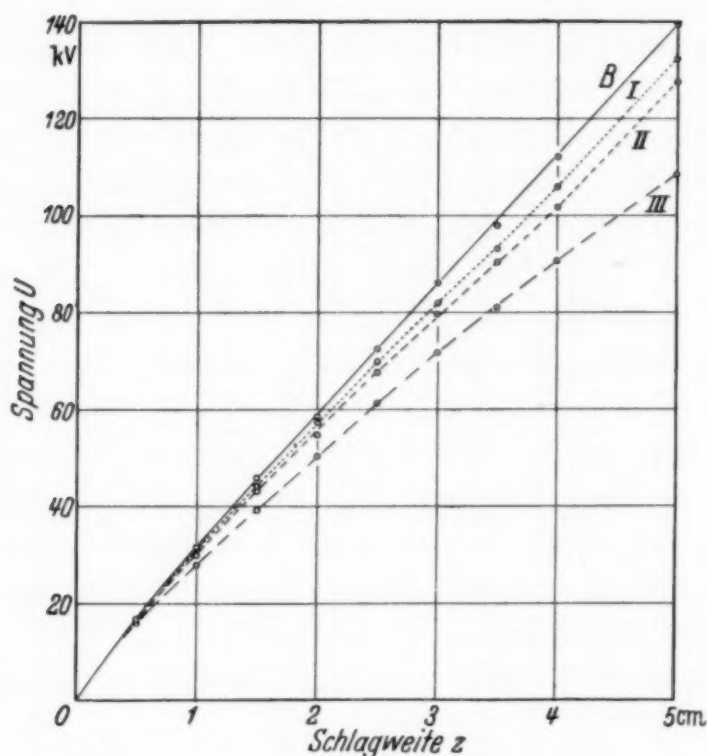


Fig. 3. Kennlinien der Zylinderfunkenstrecken. B: glattes Blech; I, II, III Drahtnetz.

wahrscheinlich anzunehmen und den Befund so aufzufassen, daß die durch das Drahtgeflecht verursachte Kräuselung der am nächsten benachbarten

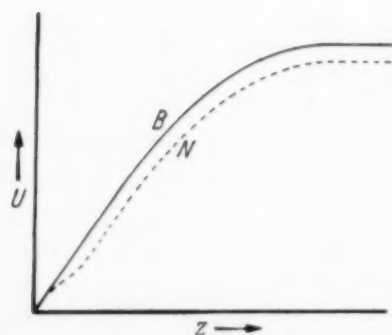


Fig. 4. Angenommener Weiterverlauf einer Kennlinie für Drahtnetzfunkenstrecken N gegenüber der für glatte Flächen B.

Niveauflächen wie eine Verkleinerung des Abstandes von der Gegenelektrode wirkt. Bei Entfernung der Netzelektroden voneinander nimmt jede ihren gestörten Feldbereich mit, es werden dazwischen nur neue glatte Niveauflächen eingeschaltet. Die Parallelverschiebung des linear ansteigenden Teiles der Kurven beträgt in der  $z$ -Richtung bei Drahtnetz I 2,6 mm, bei Drahtnetz II 4,4 mm. Da beide Elektroden aus Drahtgeflecht bestanden, kommt für jede von ihnen eine Tiefenerstreckung der Störung von 1,3 bzw. 2,2 mm heraus, was gut mit der Größenordnung der Maschenweite, 1,1 bzw. 2,55 mm, übereinstimmt. Für die Kennlinie des Drahtnetzes III mit 6,6 mm Maschenweite ist demnach in dem untersuchten Bereich noch kein Parallellaufen mit der

Niveauflächen wie eine Verkleinerung des Abstandes von der Gegenelektrode wirkt. Bei Entfernung der Netzelektroden voneinander nimmt jede ihren gestörten Feldbereich mit, es werden dazwischen nur neue glatte Niveauflächen eingeschaltet. Die Parallelverschiebung des linear ansteigenden Teiles der Kurven beträgt in der  $z$ -Richtung bei Drahtnetz I 2,6 mm, bei Drahtnetz II 4,4 mm. Da beide Elektroden aus Drahtgeflecht bestanden, kommt für jede von ihnen eine Tiefenerstreckung der Störung von 1,3 bzw. 2,2 mm heraus, was gut mit der Größenordnung der Maschenweite, 1,1 bzw. 2,55 mm, übereinstimmt. Für die Kennlinie des Drahtnetzes III mit 6,6 mm Maschenweite ist demnach in dem untersuchten Bereich noch kein Parallellaufen mit der

Kurve *B* zu erwarten, da sie sich beim letzten Meßpunkt von dieser erst um  $11,4 = 2 \cdot 5,7$  mm in der *z*-Richtung entfernt hat.

Gegen die Verwendung von Drahtnetzen bei Hochspannungselektroden ist danach im durchgemessenen Gebiet nichts einzuwenden, und der beobachtete Verlauf läßt vermuten, daß dies auch für höhere Spannungen zutrifft. Der Verlust an zulässiger Spannung entspricht nach der eben entwickelten Auffassung der bei der kritischen Feldstärke auf eine Strecke von der Größe der Maschenweite entfallenden Potentialdifferenz. Diese würde bei den am oberen bzw. unteren Faraday-Käfig des Generators verwendeten Drahtnetzen I und II 3,5 bzw. 6 kV betragen<sup>1)</sup>.

## II. Der Vorgang der Selbsterregung.

Während die soeben behandelte Frage der Hochspannungselektrode das Hauptfeld der Maschine betrifft, geht die eigentliche Aufgabe dieser Arbeit auf die zur Erzeugung des Hauptfeldes notwendigen Vorgänge am Transportband, seine Lade- und Umladeorgane, also auf die „Nebenfelder“ oder „Ladefelder“ der Kosselschen Bezeichnungsweise<sup>2)</sup>.

*a) Methode zur Beobachtung der auf einer isolierenden Fläche sitzenden Ladungen.* Zunächst wurde durch Vorversuche festgestellt, durch welches Verfahren Ladungen, die auf isolierenden Flächen sitzen, eindeutig lokalisiert und nach ihrem Vorzeichen bestimmt werden können.

Es ergab sich, wie nicht anders zu erwarten war, daß es keine Möglichkeit gibt, aus dem Felde zu entscheiden, auf welcher Seite einer dünnen geladenen Platte die Ladungen sitzen. Ferner zeigte sich, daß durch bloßes *Berühren* mit einer bernsteinisolierten Probescheibe aus Metall eindeutige Ergebnisse nicht zu erhalten sind. Ein Vergleich mit der Probeabnahme von Leitern ist nicht ohne weiteres möglich, denn das Übertreten der Ladungen vom Isolator auf die Probescheibe erfolgt offenbar nur an verschwindend wenigen Punkten. Wird bei der Berührung ein schwacher Druck ausgeübt, so zeigt die Probescheibe immer eine schwache Aufladung des Vorzeichens, das sie beim *Reiben* an dem Isolator annehmen würde. Dagegen läßt sich durch *Influenz*, indem man wie beim Elektrophor die Scheibe zunächst durch Berühren zur Erde ableitet und dann vom Isolator abhebt, das Vorzeichen der Ladung eindeutig feststellen. Auch ein länglicher gerundeter Probekörper am Bernsteinstiel, der an der dem Isolator zugewendeten Seite eine Sprühspitze (Grammophonnadel) trägt, liefert sichere Ergebnisse und ist besonders bei wenig ausgedehnten Isolatorflächen

<sup>1)</sup> In der Fig. 3 erscheint wieder die doppelte Differenz, da *beide* Elektroden aus Drahtnetz bestanden. — <sup>2)</sup> W. Kossel, l. c., S. 268.

vorteilhaft zu verwenden. In den im folgenden mitgeteilten Untersuchungen wurden beide Verfahren angewendet. Zur Feststellung der Ladung der Probekörper diente ein Elektrometer in idiostatischer Schaltung mit aufgesetztem Faraday-Käfig, welches vorher eine Ladung bekannten Vorzeichens erhielt.

b) *Beobachtungen.* Zur Untersuchung des Vorganges der Selbsterregung wurden zunächst alle isolierenden Teile der Maschine durch Nähern eines in Glas eingeschmolzenen Ra-Präparats in metallischer, zur Erde abgeleiteter Fassung vollständig entladen. Dann wurde das Band der kurzgeschlossenen Maschine schrittweise um einige cm weitergedreht und untersucht, wo Ladungen auftraten. Es zeigte sich, daß überall da, wo das Band Rollen verläßt, Ladungstrennung auftritt.

1. *Beispiel.* Das Gummiband wurde über die geerdete eiserne Treibrolle und oben über eine „Laufrolle“ aus Celluloid geführt. Auf der Ablaufseite war unten eine eiserne Druckrolle angebracht, die zur Feststellung ihrer Aufladung isoliert werden konnte. Einige cm oberhalb befand sich ihr gegenüber auf der Auflaufseite ein Spitzenkamm. Der obere Spitzenkamm stand in der Scheitelstellung über der Laufrolle. Es ist dies die später als II bezeichnete Schaltung der älteren Maschinen des hiesigen Instituts (Fig. 9, S. 332).

Wurde, wie oben beschrieben, das Band der vorher entladenen Maschine um einige cm bewegt, so erwies sich die Laufrolle als negativ, das von ihr ablaufende Bandstück als positiv geladen. Die untere Druckrolle zeigte positive, das von ihr und der Treibrolle fortlaufende Bandstück negative Ladung. Wurde die Bewegung fortgesetzt, bis sich die geladenen Bandflächen im Mittelteil gegenüberstanden, so zeigten sich hier schwache Überschußladungen wechselnden Vorzeichens, die von zufälligen Unterschieden in der Belegungsdichte des abwärts bewegten positiv und des aufwärts bewegten negativ geladenen Bandstückes herrührten.

Erst nach mehr als einem vollen Umlauf des Bandes setzt das Sprühen der Spitzenkämme ein. Zur genaueren Untersuchung wurden von zwei Beobachtern im völlig verdunkelten Raum die Zeiten vom Anlaufen der vollständig entladenen Maschine bis zum Auftreten des Sprühens am oberen bzw. unteren Spitzenkamm mit der Stoppuhr gemessen. Das Band lief dabei in 4 bis 6 Sekunden einmal um. Wiederholte Versuche ergaben, daß das Sprühen beim oberen Spitzenkamm durchschnittlich nach  $1\frac{1}{2}$  Bandumläufen beginnt. (Der damit erreichte Zustand ist im folgenden Abschnitt als „Zustand b“ bezeichnet.) Der untere Spitzenkamm beginnt *frühestens* einen halben Umlauf später zu sprühen. („Zustand c“.)



Nach einigen weiteren Umläufen stellt sich ein Gleichgewichtszustand ein, der dadurch gekennzeichnet ist, daß die Ladung der Bänder erheblich stärker ist als zu Beginn des Erregungsvorganges und daß im Mittelteil eindeutig eine Überschußladung positiven Vorzeichens vorhanden ist („Zustand d“).

2. *Beispiel.* Wird die Laufrolle gegen eine gläserne ausgetauscht, so wird anfangs sowohl das ablaufende wie das auflaufende Band negativ, während die Glasrolle sich positiv auflädt. Wieder beginnt nach einigen Umläufen zunächst der obere, dann der untere Spitzenkamm zu sprühen. Damit wird das aufsteigende Band positiv. Im Endgleichgewicht ist die Überschußladung im Mittelteil immer negativ, also das absteigende Band stärker geladen.

3. *Beispiel.* Dieselben Untersuchungen wurden auch bei der Schaltung V (Fig. 9, S. 332) durchgeführt, die im Verlauf der Arbeit entwickelt wurde und eine der endgültigen Schaltungen ist. Als Laufrolle ist hier eine mit dem Hochspannungskörper leitend verbundene Eisenrolle eingebaut. Eine auf der Auflaufseite angebrachte obere Druckrolle führt die Bandhälften auch hier bis zur Berührung zusammen. Ihr gegenüber ist auf der Ablaufseite in gleicher Höhe der obere Spitzenkamm angebracht.

Die Erscheinungen sind dieselben wie bei der Schaltung II, mit dem Unterschied, daß das Material der neu eingeführten oberen Druckrolle, Glas bzw. Celluloid, die Polung der Maschine bestimmt. Die Überschußladung des Mittelteils ist im Endgleichgewicht wieder von gleichem Vorzeichen wie die abwärts laufende Bandhälfte.

c) *Deutung.* Aus den Beobachtungen folgt, daß der Erregungsvorgang der Maschine sich folgendermaßen abspielt: Wird die vollständig entladene Maschine, deren Aufbau dem dritten Beispiel (Schaltung V mit oberer Druckrolle aus Glas) entspreche, in Bewegung gesetzt, so lädt sich zunächst das Band an jeder der vier Rollen schwach negativ, da sowohl Metall wie Glas gegen Gummi positiv werden (Zustand a, Fig. 5). Die positiven Ladungen fließen vom Metall zur Erde bzw. zum Hochspannungskörper ab. Nur auf der gläsernen oberen Druckrolle, die als „Erregerrolle“ arbeitet, können sie sich ansammeln und erreichen dort nach der Beobachtung nach etwa einem Bandumlauf eine solche Stärke, daß von dem gegenüberstehenden Spitzenkamm starke negative Ladungen auf das abwärts laufende Band gesprüht werden (Zustand b, Fig. 5).

Einen halben Umlauf später ist das stark negativ geladene Bandstück unten dem Spitzenkamm gegenüber angekommen und bewirkt dort durch Influenz ein Besprühen des auflaufenden Bandes mit positiver Ladung.

Daher setzt, wie beobachtet, der untere Kamm einen halben Umlauf nach dem oberen ein (Zustand *c*, Fig. 5). Die positive Ladung wird aufwärts befördert und unterstützt die Erregerrolle in ihrer Saugwirkung auf den Kamm. Im Endgleichgewicht (Zustand *d*, Fig. 5) ist nach den Beobachtungen stets das von der Erregerseite weglaufende Band höher geladen als das

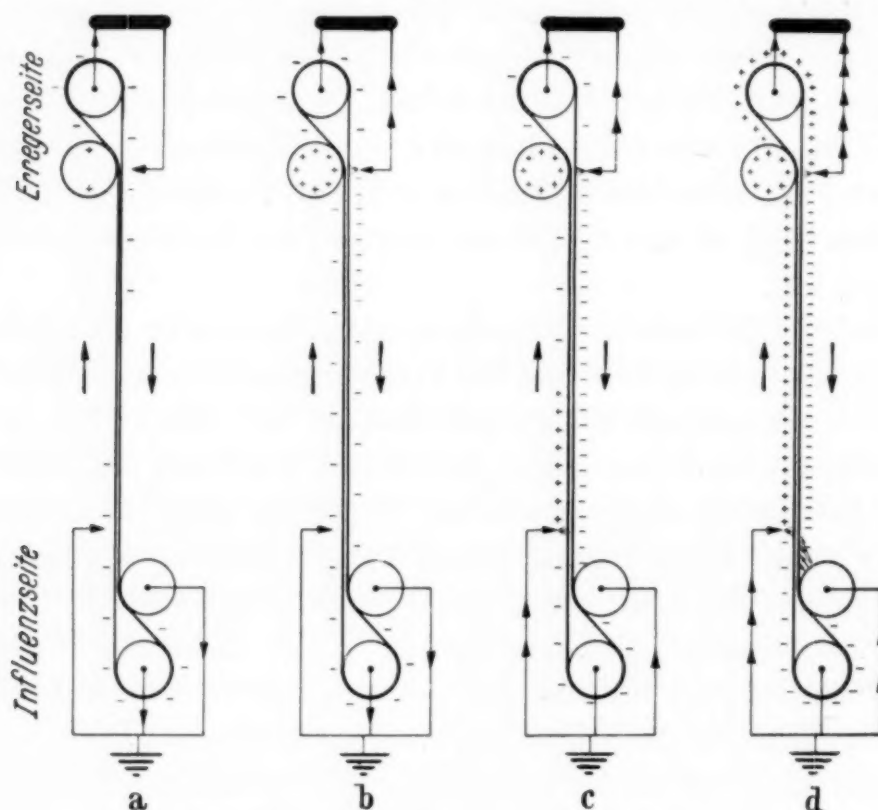


Fig. 5. Vorgang der Selbsterregung in vier Phasen.

hinlaufende. Dies ist augenscheinlich darauf zurückzuführen, daß das influenzierende Feld am unteren Ende schwächer ist als oben. Wie man nämlich im Dunkeln sieht, sprüht ein Teil der influenzierenden Ladung des absteigenden Bandes wegen der hohen Flächendichte von der Stelle an, wo ihr der Partner fehlt, das ist hier von der dem unteren Spitzenkamm gegenüberliegenden Stelle des ablaufenden Bandes in die Luft oder zum nächstgelegenen geerdeten Metallkörper, hier zur unteren Druckrolle (in Fig. 5d mit kleinen Pfeilen skizziert). Dem Spitzenkamm steht also nur über ihm eine vollständige, unter ihm eine bereits geschwächte Ladung gegenüber. Oben an der Erregerseite hingegen bleibt nicht nur das aufsteigende Band geladen, sondern wird auch noch durch die gleichsinnig geladene Erregerrolle unterstützt.

*d) Feldmessungen.* Zur Bestätigung der gewonnenen Vorstellungen über den Ladungsvorgang sollte das Feld um die Aufladeorgane ausgemessen

werden. Wenn auch diese Untersuchung unterbrochen wurde, so seien doch die Methode und die Ergebnisse, die nur für eine Hälfte der Erregerseite vorliegen, hier mitgeteilt.

*1. Methode.* Bei einer Flammensondenmessung im starken Felde in der Nähe bewegter Maschinenteile tritt die Schwierigkeit auf, eine Flamme zu erzeugen, die einerseits genügend klein ist, um noch als punktförmig zu gelten und andererseits durch Luftwirbel und „elektrischen Wind“ nicht ausgeblasen wird.

Nach mancherlei Vorversuchen wurde eine Form gefunden, die diesen Anforderungen entspricht: Eine Wasserstoffflamme von etwa 2 mm Größe brennt aus einer abgeschliffenen Injektionsnadel, an deren Ende eine etwa 1 mm große Spirale aus elektrolytisch mit Platinmoor überzogenem Wollaston-Draht von 10  $\mu$  Dicke angelötet ist. Der Wasserstoff wird durch einen Fahrradventilschlauch zugeführt. Löscht man die Flamme durch starkes Blasen aus, so zündet sie sofort wieder. Im Betrieb genügten selbst die Luftströmungen in 1 cm Abstand von dem laufenden Band nicht, um sie zu verlöschen.

Unregelmäßigkeiten in der Beschaffenheit des Bandes, vor allem Klebestellen, veranlassen, daß die Transportströme und mit ihnen die Felder im Rhythmus des Bandumlaufs schwanken. Hier sollten mittlere Werte gemessen werden, es mußten also die Meßinstrumente so stark gedämpft sein, daß sie diesen Schwankungen nicht folgen können. Da im hiesigen Institut ein bis 20 kV brauchbares stark gedämpftes Elektrometer nicht vorhanden war, fertigte ich ein Torsionselektrometer an, das Fig. 6 zeigt.

Die zu messende Spannung wird über die bernsteinisolierte Zuleitung *a* zwei Paaren von bronzierten Tischtennisbällen zugeführt, von denen das eine, an einem Quarzfaden aufgehängt, das bewegliche System bildet. Dieses trägt einen Dämpfungsflügel und kann durch Öl in einstellbarer Weise gedämpft werden. Die Abstoßung wird durch meßbare Verdrehung der Aufhängung rückgängig gemacht. Zur Festlegung der Nullstellung ist in dem senkrecht durchbohrten Ball *b* ein dünner Draht angebracht, dessen von einem bei *c* sitzenden Glühlämpchen entworfenen Schatten auf einer Mattscheibe *d* beobachtet und zwischen zwei Marken eingestellt wird. Die Empfindlichkeit des Elektrometers läßt sich durch Einziehen verschiedener Quarzfäden in weiten Grenzen ändern. Für die Feldmessungen wurde das Instrument mit einem mittelstarken Faden im Bereich von 1,5 bis 20 kV benutzt. Die Eichung wurde mit einer 5 cm-Kugelfunkenstrecke

vorgenommen und dadurch eine für die hier beabsichtigte Verwendung ausreichende Meßgenauigkeit von 4% im mittleren Bereich der quadratischen

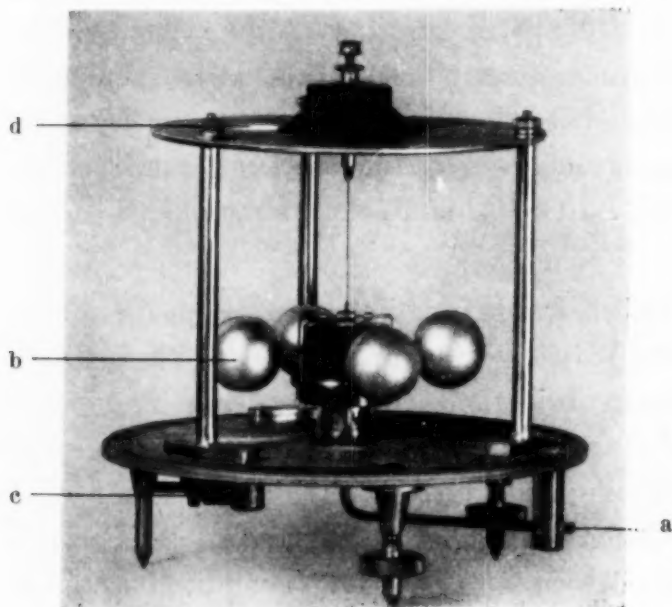


Fig. 6. Torsionselektrometer. (Schutzzylinder aus Drahtnetz und „Mipolam“-Folie entfernt.)

Skala erreicht. Die Fehlergrenze des Instruments selbst ist sicher kleiner.

2. Ergebnisse. Fig. 7 zeigt das Ergebnis der Messung. Die Maschine lief dabei in der Schaltung V (Fig. 9, S. 332). Der den Hochspannungskörper bildende Faraday-Käfig war entfernt worden, die Maschine kurzgeschlossen. Es befanden sich also die metallene obere Rolle und der Spitzenkamm auf Erd-

potential. Die Meßpunkte, die ein quadratisches Netz von 2 cm Kantenlänge bilden, sind nicht eingezeichnet.

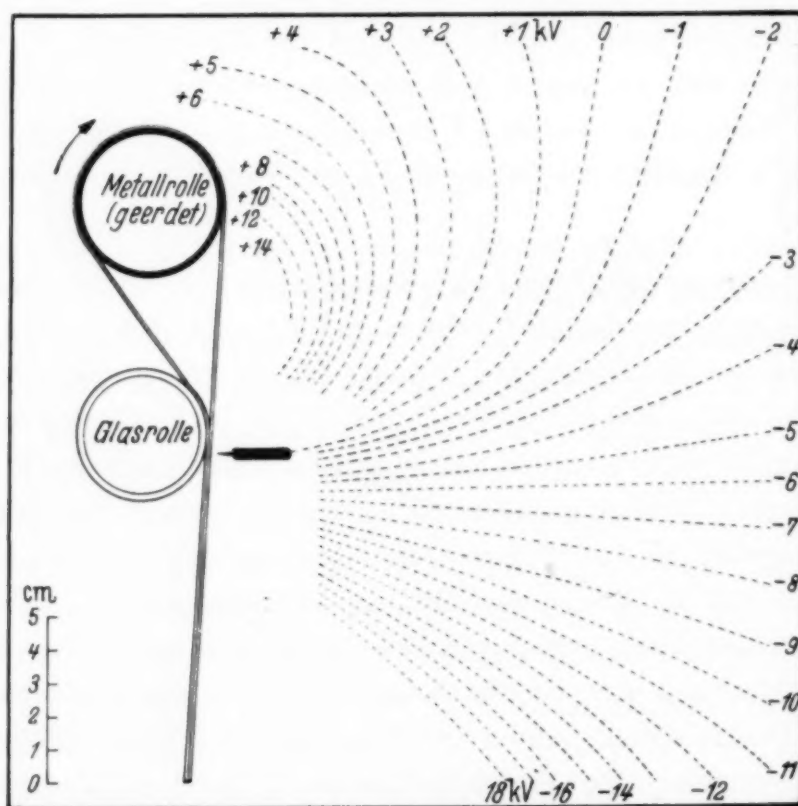


Fig. 7. Feld an der Erregerseite.



Im oberen Teil erkennt man das starke Feld der positiven Ladungen auf der Erregerrolle und dem freien oberen Bandstück (vgl. auch Fig. 5d, S. 326). Darunter, durch die stark aufwärts gekrümmte Linie des Erdpotentials getrennt, das noch stärkere Feld, das durch das Überwiegen der abwärts geführten negativen Ladungen über die aufwärts transportierten positiven Ladungen erzeugt wird.

Die Feldausmessung bestätigt also an dieser Stelle die im vorigen Abschnitt aus den Versuchen mit Probekörpern gezogenen Schlüsse.

*Eigenartige Erregungserscheinungen an „Mipolam“-Folien.* Bei dem Versuch, das Gummiband durch eine 0,07 mm starke „Mipolam“-Folie<sup>1)</sup> zu ersetzen, zeigten sich unerwartete Umpolungserscheinungen. Die Maschine lief mit wechselndem Vorzeichen an und polte sich während des Laufes ganz oder nur über einen Teil der Bandbreite um. Es wurde nun versucht, durch Reibungsversuche mit den verschiedensten Reibzeugen Klarheit zu gewinnen.

Die ersten Versuche mit dem gesamten, etwa 1 m<sup>2</sup> großen Band ergaben kein einheitliches Bild. Bei näherer Untersuchung an einem kleineren, etwa 1 dm<sup>2</sup> großen Stück der Folie ergab sich, daß diese ähnlich wie ein permanenter Elektret innere Polarisierung zeigt. Glas, Pertinax, glasiertes und unglasiertes Porzellan, Al, Fe, Ni, Ag und Messing erzeugten auf der einen Seite der mittels eines Ra-Präparats entladenen Folie stets eine positive, auf der anderen stets eine negative Aufladung. Abweichend verhielten sich nur Celluloid und weicher Gummi, die auf beiden Seiten positive Aufladungen hervorriefen.

Wurde die Mipolam-Folie nach Herstellung einer starken Aufladung der einen Seite nunmehr auf der anderen Seite gerieben, ohne daß sie inzwischen entladen wurde, so gelang es stets, das Vorzeichen der Ladung umzukehren. Dies ließ sich beliebig fortsetzen. Dabei zeigte sich, daß der Wechsel von negativer zu positiver Aufladung schneller erfolgte als in umgekehrter Richtung.

Die vollständig *entladene* Mipolam-Folie wurde zwischen zwei bernsteinisolierte Metallplatten gebracht. Diese beiden wurden zu gleicher Zeit außen ableitend berührt und zeigten dann nach der Trennung starke entgegengesetzte Ladungen von gleicher Größe, deren Vorzeichen mit demjenigen übereinstimmt, das die Metallplatten beim Reiben an der betreffenden Seite der Folie annehmen. Die Folie selbst erwies sich am Elektrometer als ungeladen. Es erscheint nur als eine selbstverständliche Abänderung

<sup>1)</sup> Lieferfirma: Venditor Kunststoff-Verkaufsgesellschaft m. b. H., Troisdorf, Bez. Köln.

dieses Versuchs, daß man, wie beim Elektreten oder Elektrophor, von der *entladenen* auf einer geerdeten metallischen Unterlage ruhenden Folie durch Influenz Ladungen auf einer isoliert gehaltenen Metallplatte erzeugen kann.

Bei größeren zusammenhängenden Stücken wechselt die Richtung der inneren Polarisierung in unregelmäßigen Bereichen. Fig. 8 zeigt die durch

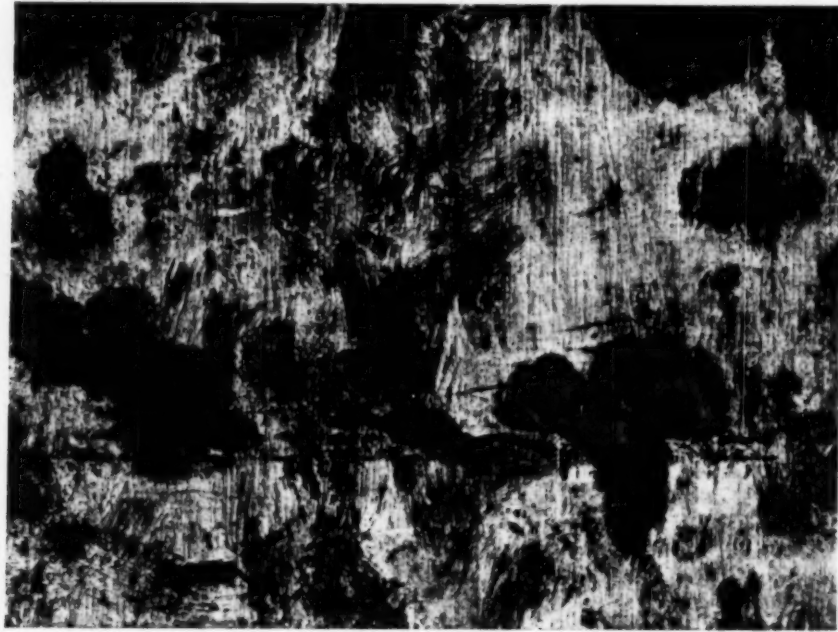


Fig. 8. Bereiche verschiedener Polarisationsrichtung an einer „Mipolam“-Folie.  
Hell: Schwefel; dunkel: Mennige.

Bestäuben mit einem Schwefel-Mennigegemisch sichtbar gemachten Bereiche auf einem Stück der Folie. Sie wurde dazu nach vollständiger Entladung einseitig mit Messing gerieben.

Ganz augenscheinlich hat man hier eine einfache elektrostatische Äußerung von Ketten mit Dipolcharakter vor sich, die in bekannter Weise senkrecht zur Folienfläche orientiert sind. Die Beobachtung erschien uns neu. In dem 1930 erschienenen X. Bande des Handbuchs der Experimentalphysik, G. Hoffmann, Das elektrostatische Feld, ist keine ähnliche Erscheinung erwähnt. Eine Prüfung der neueren Literatur ergab, daß später in einem Falle an orientierten Lackfolien<sup>1)</sup> Ähnliches beobachtet wurde.

Wegen der hierdurch bedingten Umpolungserscheinungen wurde es zunächst aufgegeben, die Mipolam-Folien, die in mechanischer Beziehung zufriedenstellend arbeiteten, im gegenwärtigen Zustand als Bandmaterial zu verwenden.

<sup>1)</sup> G. Daletzky, Naturwissensch. 19, 251, 1931.

## III. Der Vorgang des Ladungstransports.

Die Stromstärke einer elektrostatischen Maschine ist durch die Geschwindigkeit  $v$  und Breite  $b$  des Bandes und die Belegungsichte  $\sigma$  bestimmt. Wird das Band, wie es meist geschieht, beim Hin- und Rückgang ausgenutzt und bezeichnet  $\sigma$  die mittlere Belegungsichte, so wird

$$J = 2 \sigma b v.$$

Um zu hohen Stromwerten zu kommen, hat man die wirksame Bandbreite  $b$  durch Einbau mehrerer Bänder oder doppelte Ausnutzung des Bandes<sup>1)</sup> vergrößert und die Bandgeschwindigkeit  $v$  hochentwickelt.

Hier interessierte die bisher lediglich durch Anwendung von Druck<sup>2)</sup> gesteigerte Größe von  $\sigma$ . Sie wurde bei Atmosphärendruck studiert und durch Entwicklung geeigneter Schaltungen hochzubringen versucht. Tabelle 2 gibt eine Zusammenstellung von erreichten  $\sigma$ -Werten für einige ältere und neuere Maschinen mit in Luft von Atmosphärendruck laufendem Transportorgan.

Tabelle 2.

| Nr.                       | Maschine und Autor                          | Lit.-Stelle                                   | Flächen-<br>dichte $\sigma$<br>CGS/cm <sup>2</sup> | % des<br>Grenz-<br>wertes |
|---------------------------|---|---|--|---------------------------|
| <i>Scheibenmaschinen:</i> |   |   |  |                           |
| 1                         | Kleine Hartgummi-<br>Doppelscheibenmaschine | beobachtet von<br>G. Haß,<br>W. Kossel, l. c. | 0,6  | 7,5                       |
| 2                         | Toepler, Leuner<br>2 × 18 Platten           |   | 5,95   | 74                        |
| <i>Bandmaschinen:</i>     |   |   |  |                           |
| 3                         | van de Graaff I                             | van de Graaff, l. c.                          | 3,5  | 44                        |
| 4                         | Tuve, Hafstad, Dahl                         | Phys. Rev. 48, 315,<br>1935                   | 4,8  | 60                        |
| 5                         | 1 m-Generator                               |   | 2,9  | 36                        |
| 6                         | 2 m-Generator<br>Bramhall                   | Rev. Scient. Instr.<br>5, 18, 1934            | 5,2  | 65                        |
| 7                         | Round Hill Gener.<br>van Atta u. a.         | Phys. Rev. 49, 761,<br>1936                   | 4,8  | 60                        |
| 8                         | U. Neubert (bei 1 Atm.)                     | U. Neubert, l. c.                             | 4,4  | 55                        |
| 9                         | W. Baumhauer,<br>P. Kunze                   | ZS. f. Phys. 114, 197,<br>1939                | 5,2  | 65                        |

In der ersten Veröffentlichung von van de Graaff (l. c., S. 154) wird angenommen, daß eine *doppelseitige* Belegung des Transportbandes mit je  $2,65 \cdot 10^{-9}$  Coul/cm<sup>2</sup> = 8 elst. CGS/cm<sup>2</sup> die theoretische Höchstgrenze darstelle. Dies wurde von Kossel (l. c., S. 273) dahin verschärft, daß,

<sup>1)</sup> Z. B. Tabelle 2, Nr. 5 u. 6. — <sup>2)</sup> Siehe S. 317, Anm. 4.

wenigstens bei Influenzbeladung, nur mit *einseitiger* Belegung gerechnet werden darf. Der letzten Spalte der Tabelle ist als Grenzwert für Luft  $\sigma = 8 \text{ CGS/cm}^2$  zugrunde gelegt. Dies entspricht einer Durchbruchfeldstärke  $E_D = 30 \text{ kV/cm}$  und, wenn  $F$  die Flächengeschwindigkeit des Transportbandes in  $\text{m}^2/\text{sec}$  ist und das Band beim Hin- und Rückgang voll ausgenutzt wird, einem Strom  $J = 53 \cdot F \text{ } \mu\text{A}$  (l. c., S. 275).

a) *Schaltungen mit normaler Belegungsdichte.* Die einfachste Form einer selbsterregenden Bandmaschine ist schematisch in Fig. 9, Schaltung I,

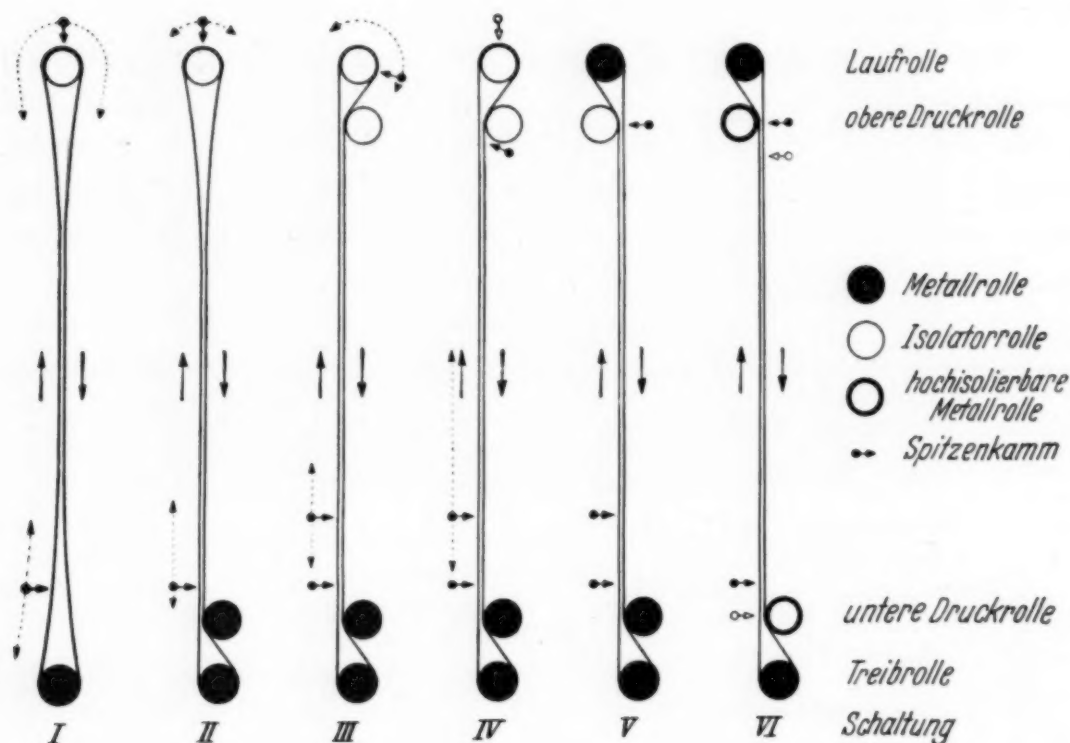


Fig. 9. Entwicklung der Schaltungen im Verlauf der Arbeit. Die punktierten Linien weisen auf die Möglichkeit der Verschiebung der Spitzenkämme hin, die in günstigster Stellung eingezeichnet sind.

dargestellt. Das Transportband läuft nur über zwei Rollen, von denen die angetriebene aus Metall, die Laufrolle aus Celluloid oder Glas, je nach der gewünschten Polung, besteht. In dieser Schaltung — die Numerierung der Schaltungen entspricht der Entwicklung im Laufe der Arbeit — wurden die ersten Strommessungen an der hier beschriebenen Maschine gemacht. Hierbei bestätigten sich die Erfahrungen, die die Herren H. Cuno und U. Neubert im hiesigen Institut schon gewonnen hatten: 1. Die größte Stromausbeute wird bei gleicher Bandgeschwindigkeit dann erreicht, wenn man eine mechanische Bandspannung wählt, bei der sich die Bandhälften im Mittelteil, dem Zug der elektrostatischen Anziehung folgend, bis zur



Berührung nähern können. 2. Der Strom entspricht bei günstigster Stellung der Abnehmer einer Belegungsdichte von 40 bis 50% des Grenzwertes.

In dem  $F - \sigma$ -Diagramm Fig. 10 sind aus einer großen Zahl von Messungen, die bei verschiedener Luftfeuchtigkeit zu allen Jahreszeiten vorgenommen wurden, einige Reihen und Einzelwerte eingetragen. Die  $\sigma$ -Werte sind nicht lokale Einzelwerte, sondern jeweils aus im Dauerbetrieb gemessenen

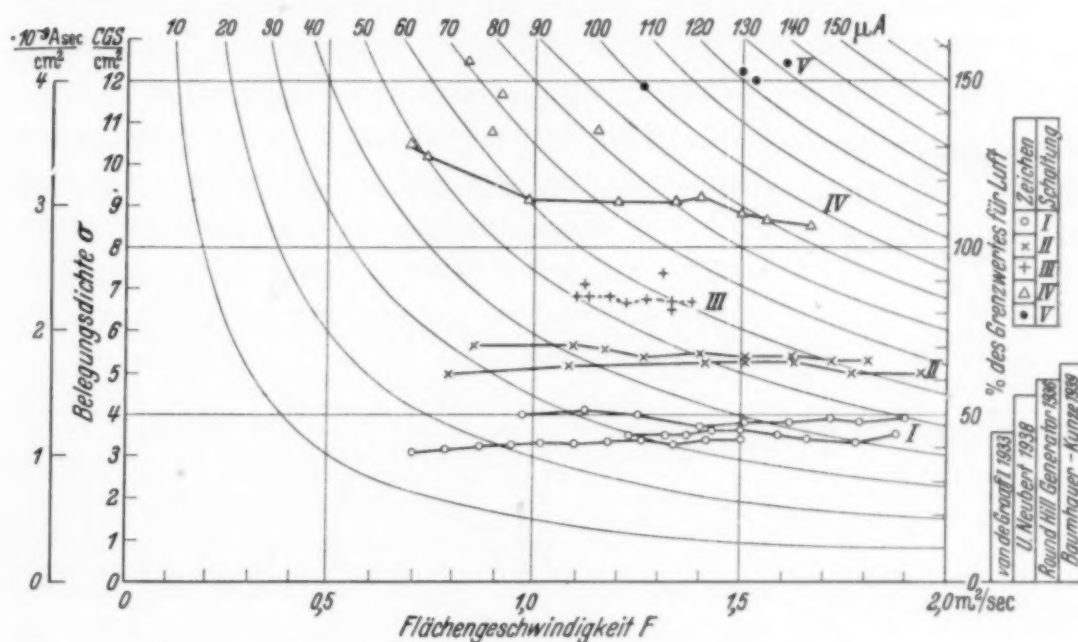


Fig. 10. Bei verschiedenen Schaltungen und Geschwindigkeiten erreichte Flächendichte.

Strömen und Geschwindigkeiten berechnet, also Mittelwerte der im Betriebszustand auftretenden Dichte über die ganze Bandfläche. Es wurde mit der vollen Bandbreite gerechnet, obwohl diese wegen der unvermeidlichen Randfehler nicht ganz ausgenutzt werden kann. Aus den auf S. 326 angegebenen Gründen ist die Ladungsdichte auf den beiden Bandhälften nicht gleich. Die wahren Flächendichten sind also auf einzelnen Bandstellen höher als die angegebenen Werte.

In der Schaltung I spielt sich die Erregung bis zu einer Belegungsdichte von 3 bis 4 CGS/cm<sup>2</sup> hinauf und bleibt bei verschiedenen Bandgeschwindigkeiten nahezu konstant, was einem linearen Stromanstieg mit der Geschwindigkeit entspricht.

Führt man mit Cuno die Bandhälften durch eine unten angebrachte Druckrolle zusammen, so ergibt sich das Bild der „Schaltung II“, die auch in dem von Neubert entwickelten Druckluftgenerator<sup>1)</sup> angewendet ist. Die hier untersuchte Maschine erregt sich in dieser Schaltung bis zu 60

<sup>1)</sup> U. Neubert, l. c.

bis 70% des Luftwertes und erreicht damit die besten von anderer Seite bisher veröffentlichten Werte (vgl. Fig. 10, rechts).

Kossel führt l. c., S. 269, aus, „daß an sich zwei aufeinander gleitende, außen aufgeladene, isolierende Bänder einen Kondensator mit einem Festkörper als Dielektrikum und gegeneinander gleitenden Platten, also nach Belastbarkeit, Durchschlagsfestigkeit und geringer Streuung die ideale Lösung für das Transportproblem der elektrostatischen Maschine vorstellen“.

Einen weiteren Schritt auf dem hiermit angegebenen Wege (Schaltung III) bedeutet die Anbringung einer zweiten Druckrolle am oberen Ende.

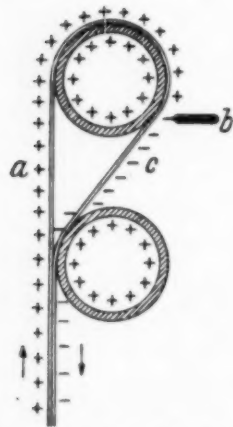


Fig. 11. Zur Wirkung der oberen Druckrolle.

Die Laufrolle bleibt auch hier noch Erregerrolle. Das Band läuft jetzt auch auf der Erregerseite nur noch ein kurzes Stück durch Luft. Die obere Druckrolle besteht, um keine neuen reibungselektrischen Wirkungen ins Spiel zu bringen, aus dem gleichen Material wie die Erregerrolle. Diese Anordnung ergibt eine erhöhte Belegungsdichte, nämlich  $7 \pm 1/2$  CGS/cm<sup>2</sup>. Hierzu läßt sich folgendes überlegen: In Fig. 11 ist angenommen, daß beide Rollen aus Glas bestehen, sich also stark positiv aufladen. Dann wird das von dem aufsteigenden positiv geladenen Bandstück *a* und der Erregerrolle ausgehende Feld, welches die durch Aufsprühen bei *b* aufgebrachte negative Ladung von dem frei durch Luft abwärts laufenden Bandstück *c* herunterzureißen trachtet, durch die neu eingeführte positiv geladene Druckrolle abgeschwächt. Das stark geladene Band durchläuft also auf der freien Strecke einen Raum relativ kleiner Feldstärken, so daß die Flächendichte dem theoretischen Grenzwert näher kommen kann.

Dazu ist allerdings noch erforderlich, am unteren Ende, der Influenzseite der Maschine, einen zweiten Abnehmer anzubringen. Da nämlich, wie oben (S. 326) ausgeführt, die Aufladung des Aufwärtsbandes durch den unteren Sprühkamm dadurch benachteiligt ist, daß die ihm gegenüberstehende Ladung des Abwärtsbandes bereits durch Absprühen geschwächt wird, lohnt es, einen zweiten Spitzenkamm weiter oben anzubringen, der das Feld der dort noch vollständigen Überschußladung des Abwärtsbandes ausnutzt, um die Beladung des aufsteigenden noch vollständiger zu machen. Da die Spannung einen Mindestwert haben muß, um den Spitzenkamm zum Sprühen zu bringen (vgl. W. Kossel, l. c., S. 274), wird der Unterschied der Belegungsdichte auf den Bandhälften zwar nicht ganz beseitigt, er wird aber doch erheblich herabgesetzt.

Die so gewonnene Schaltung III liefert durchschnittliche Belegungsdichten, die dem theoretischen Grenzwert auf 80 bis 90% nahe kommen und alle bisher bei in Luft laufenden Transportorganen erreichten Werte übertreffen. Die Dichte auf dem Abwärtsband muß dem Grenzwert aus dem erwähnten Grunde noch näher kommen, vielleicht sogar ihn übersteigen.

b) *Schaltungen mit übernormaler Dichte.* Bei der zuletzt beschriebenen Form der Maschine mußte das Band auf der Erregerseite nach der Beladung noch ein Stück durch Luft laufen, ehe es das Gegenband berührt. Wenn es gelang, erst nach dieser Berührung, wo der Kondensator mit festem Dielektrikum bereits gebildet ist, die Beladung zu bewirken, so konnte damit gerechnet werden, daß nicht mehr die Durchschlagsfestigkeit der Luft, sondern die sehr viel höhere des Bandmaterials die Belegungsdichte begrenzen wird.

Es wurde an anderer Stelle<sup>1)</sup> bereits darüber berichtet, wie dies erreicht wird und welche Erscheinungen sich dabei zeigen. Wie dort mitgeteilt, wurde ein neuer Spitzenkamm unterhalb der oberen Druckrolle angebracht. Die Belegungsdichte stieg dabei auf 11 bis 12 CGS/cm<sup>2</sup>. Wurde die Isolationslänge der Maschine nicht voll ausgenutzt, so gelang es, auf kurzen Transportstrecken bis zu 20 CGS/cm<sup>2</sup> zu erreichen.

Im Verlauf der weiteren Untersuchungen zeigte sich, daß der vorher allein vorhandene Spitzenkamm an der Laufrolle jetzt entfernt werden konnte, ohne daß sich die Stromstärke ändert. Der von ihm geführte Stromanteil wird von dem neuen Spitzenkamm übernommen. Ebenso erwies es sich als gleichgültig, aus welchem Material die Laufrolle besteht. Sie kann durch eine nichtisolierte Metallrolle ersetzt werden. Die obere Druckrolle ist Erregerrolle geworden.

Bei längerem Betrieb polt sich die Maschine in dieser Schaltung gelegentlich um. Die Umpolung beginnt auf eng begrenztem Gebiet und breitet sich meist im Verlauf von einigen Minuten über die ganze Breite des Bandes aus. Sie ist im halbverdunkelten Raum leicht an dem verschiedenen Aussehen des positiven und negativen Sprühens zu erkennen. Der Grund ist darin zu suchen, daß bei der hier gewählten Anordnung von Spitzenkamm und Erregerrolle auf der gleichen Seite des Bandes ein Teil des Spitzenstromes neutralisierend zur Erregerrolle überfließen kann.

Dies legte eine Abänderung der Schaltung nahe, die zu der in Fig. 9 als Schaltung V gezeigten Form führt. Die als Erregerrolle dienende obere

<sup>1)</sup> W. Kossel u. F. Heise, ZS. f. Phys. **113**, 769, 1939.

Druckrolle ist hier auf der Seite des auflaufenden Bandes angebracht, der Spitzenkamm ihr gegenüber auf der Ablaufseite. In dieser Schaltung arbeitet die Maschine mit der gleichen hohen Belegungsdichte von etwa 12 CGS/cm<sup>2</sup> (Fig. 10) und behält das durch das Material der Erregerrolle diktierete Vorzeichen auch bei stundenlangem Betrieb bei.

Hier zeigte sich besonders deutlich der schwächste Punkt der Bandmaschinen<sup>1)</sup>, die Gefahr des Übersprühens vom Hochspannungskörper auf das Abwärtsband. Es war darauf verzichtet worden, die oberen Rollen seitlich zu versetzen und so die Bänder in die Mitte der Durchlaßöffnung des Faraday-Käfigs zu bringen. Das Überschlagen wurde dadurch erleichtert und ebenso durch den Umstand, daß die Überschußladung der Bänder immer das Vorzeichen der von der Erregerseite weggeführten Ladungen hat.

Die durch die neue Anordnung der Druckrolle erreichte Symmetrierung in der Bandführung läßt sich auch auf die Werkstoffe ausdehnen, denn es zeigte sich, daß eine gut isolierte Metallrolle mit wohlgerundeten Kanten

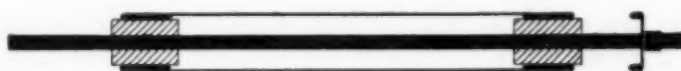


Fig. 12. Hochisolierbare Metallrolle.

ebenso gut wie eine Glasrolle arbeitet. Die untere Druckrolle war schon immer eine Metallrolle. Es wurden nunmehr beide Druckrollen durch Rollen der in Fig. 12 im Schnitt gezeigten Form ersetzt (Fig. 9, Schaltung VI).

Man kommt so zu einer ganz symmetrisch gebauten Maschine, die sich mit wenigen Handgriffen auf das gewünschte Vorzeichen einstellen läßt. Man braucht dazu nur auf der Seite, die positiv werden soll, „auf Erregung zu schalten“, d. h. die Metallrolle durch Fortschieben des in Fig. 12 rechts sichtbaren Ringes gegen ihre Achse zu isolieren und den Spitzenkamm auf gleiche Höhe einzustellen. Auf der anderen Seite wird „auf Influenz geschaltet“, d. h. der Ring wird an die Rolle herangeschoben und der Spitzenkamm um einige cm nach innen versetzt. In Fig. 9, VI ergibt also die schwarz angegebene Einstellung der Spitzenkämme positiven, die weiß angegebene negativen Hochspannungskörper. Die ebenfalls symmetrische Schaltung I läßt sich natürlich durch Einbau von isolierbaren Metallrollen ebenfalls für Umschaltung des Vorzeichens einrichten.

c) *Ein Vorschlag für eine Neukonstruktion.* Handelt es sich um eine Maschine, die für einen bestimmten Zweck dauernd mit demselben Vor-

<sup>1)</sup> W. Kossel, l. c., S. 270.



zeichen benutzt werden soll, so würde der Verfasser in einer Neukonstruktion die in Fig. 13 wiedergegebene Schaltung wählen. Es ist die Schaltung V, jedoch ist hier die Erregung nicht wie bisher auf den Hochspannungskörper, sondern auf die Erdseite der Maschine verlegt.

Der Hochspannungskörper ist so weit heruntergezogen, daß auch der zweite Spitzenkamm der Influenzseite in ihm Platz findet. Die Erregerrolle  $E$  besteht bei Verwendung von Gummi als Bandmaterial für eine positive Maschine aus Celluloid, für eine negative aus hochisoliertem Metall. Der schon mehrfach erwähnte Umstand des Überwiegens der von der Erregerseite weggeführten Ladungsdichte über die durch Influenz aufgebrachte sorgt dafür, daß die Überschußladung des Transportbandes das gleiche Vorzeichen erhält wie die Hochspannung. Ein Übersprühen von Ladungen vom Hochspannungskörper auf das Band (der „schwächste Punkt der Konstruktion“) ist daher nicht mehr zu fürchten. Auf der Erdseite kann die Öffnung des Faraday-Käfigs ohne Bedenken groß gemacht werden, so daß hier die gleiche Gefahr nicht besteht.

#### *Zur Frage des Bandmaterials.*

Es war bei den älteren Maschinen des hiesigen Instituts zunächst überraschend, wie gut sich zusammenvulkanisierte Bänder aus Plattengummi von 1 mm Stärke bewährten. Bei den Schaltungen mit übernormaler Belegungsichte wird das Bandmaterial jedoch elektrisch und wegen der mit dem Quadrat der Belegungsichte wachsenden Anziehungskraft zwischen den Bandhälften auch mechanisch erheblich stärker beansprucht als früher, so daß sich hier ein schnellerer Verschleiß zeigte. Den Vorteilen dieses Bandmaterials, der Elastizität, der guten Haftung auf metallenen Treibrollen, der geringen Reibung gegen sich selbst und der guten Isolationsfähigkeit steht als gewichtigster Nachteil die schnelle Alterung, die noch durch die Ozon- und Ultravioletttempfindlichkeit im gedehnten Zustand beschleunigt wird, und die geringe Kerbstellen-Reißfestigkeit gegenüber. Es wird die nächste Aufgabe sein, ein Bandmaterial zu finden, das die Vorteile des Gummibandes ohne dessen Nachteile bietet.



Fig. 13. Schaltung für eine Neukonstruktion.

Zum Schluß noch ein Hinweis für das praktische Arbeiten mit selbst-erregenden Bandmaschinen: Sollte sich die Maschine nicht sofort erregen, was bei höherer Luftfeuchtigkeit leicht eintritt, so genügt es meist, die Erregerrolle kurze Zeit mit der Hand leicht zu bremsen und so die Reibung zu verstärken, um die Erregung einzuleiten. Umpolungen auf eng begrenztem Bereich haben ihre Ursache meist in Verunreinigungen der Erregerrolle oder des Bandes und können oft durch das gleiche Verfahren, Abbremsen der Erregerrolle, beseitigt werden.

#### *Zusammenfassung.*

1. Es wird eine van de Graaff-Maschine offener Bauart konstruiert, die für Vorlesungszwecke soweit wie möglich durchsichtig gemacht ist und für weitere Untersuchungen möglichst große Variationsmöglichkeiten und Zugänglichkeit aller Teile bietet.

2. Drahtnetze zeigen sich als sehr brauchbares Bauelement für Hochspannungselektroden. Sie erlauben, bequem Flächen doppelter Krümmung herzustellen. Die zu gegebener Spannung gehörende Schlagweite zwischen Netzelektroden fand sich im beobachteten Bereich (bis  $\sim 140$  kV) gegenüber der an glatten Zylindern beobachteten um etwa die doppelte Maschenweite vergrößert. Für einen Hochspannungskörper ergibt sich aus dieser Beziehung, daß der Verlust an erreichbarer Spannung gegenüber einem geschlossenen Körper gleich der bei der Durchbruchfeldstärke auf eine Maschenweite entfallenden Spannung ist.

3. Die reibungs- und influenzelektrischen Vorgänge bei der Selbst-erregung werden durch Austasten der Felder mit Probekörpern untersucht. Die so gewonnenen Vorstellungen werden an einem Beispiel durch Feldausmessung mit Flammsonde bestätigt.

4. An „Mipolam“-Folien wird eine offenbar von der Fabrikation herührende dauernde innere Polarisierung gefunden, bei der in größeren Bereichen die Dipole im gleichen Sinne senkrecht zur Folienoberfläche orientiert sind, was in dem reibungselektrischen und elektretartigen influenzelektrischen Verhalten zum Ausdruck kommt.

5. Es werden neue Schaltungen zur Erzielung einer erhöhten Flächendichte der transportierten Ladungen entwickelt. Die schon früher als vorteilhaft erkannte Annäherung der Bandhälften durch elektrostatische Kräfte gibt Veranlassung, die Bänder von vornherein durch Führungsrollen auf der ganzen Transportstrecke bis zur Berührung zusammen-

zubringen. Wird erst an einer Stelle beladen, wo die Bänder einander schon berühren, so wird eine mittlere Belegungsdichte von 11 bis 12,5 CGS/cm<sup>2</sup> gegenüber 4 bis 5 CGS/cm<sup>2</sup> bei Maschinen üblicher Bauart erreicht. Auf kurze Transportstrecken wurden bis zu 20 CGS/cm<sup>2</sup> gemessen.

6. Durch Symmetrierung der Bandführung und Einbau metallener Erregerrollen wird eine Form entwickelt, die erlaubt, durch einfache Schaltgriffe den Selbsterregungsvorgang auf das jeweils gewünschte Vorzeichen des Hochspannungskörpers umzusteuern.

7. Die gesammelten Erfahrungen lassen es als vorteilhaft erscheinen, bei einer Maschine mit festem Vorzeichen die Selbsterregung nicht auf die Hochspannungsseite, sondern auf die Erdseite zu verlegen.

Herrn Prof. Dr. W. Kossel möchte ich auch an dieser Stelle für seine wertvollen Ratschläge und sein immerwährendes Interesse an dem Fortgang meiner Arbeit meinen wärmsten Dank aussprechen.

*Danzig-Langfuhr*, Physikal. Inst. d. Techn. Hochsch. Danzig, Jan. 1940.

## Der Einfluß elastischer Druckbelastung auf das Suszeptibilitätsmaximum von Nickel. Die Eigenspannungen.

Von Salvador Velayos.

Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 20. Juni 1940.)

An Nickelstäbchen unterschiedlicher mechanischer und thermischer Vorbehandlung wird die Magnetisierungskurve bei verschiedenen elastischen Längsdrücken gemessen. Die daraus ermittelten Kurven für die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Feldstärke zeigen mit wachsender Druckbelastung eine Erhöhung des Suszeptibilitätsmaximums sowie eine Verschiebung der Lage dieses Maximums zu kleineren Feldwerten. Die Größe dieser Verschiebung hängt außer von dem außen angelegten Druck auch von den inneren Spannungen der Probe ab. Ein mit dem aus anderen magnetischen Größen berechneten Wert übereinstimmender Mittelwert der inneren Spannungen läßt sich aus den Messungen bei zwei verschiedenen Druckbelastungen bestimmen.

1. Die Ergebnisse zahlreicher Experimentalarbeiten führten dazu, daß man seit einer Reihe von Jahren den merklichen Einfluß betrachtet, den mechanische Spannungen, denen man einen ferromagnetischen Körper unterwirft, auf die magnetischen Eigenschaften dieses Körpers ausüben. Die zahlreichen experimentellen Daten über den Einfluß von Dehnung und Torsion auf die Größe der magnetischen Konstanten eines Nickelstabes lassen sich durch bestimmte Theorien<sup>1)</sup> befriedigend erklären. Demgegenüber ist das Material, das heutzutage über den Einfluß der Kompression auf die magnetischen Eigenschaften des Nickels existiert, recht gering<sup>2)</sup> und unter sehr beschränkten Bedingungen gewonnen. Da eine ausführliche Untersuchung der magnetoelastischen Erscheinungen, deren erste experimentelle Ergebnisse wir in einer vorläufigen Notiz veröffentlicht haben<sup>3)</sup>, noch im Werden ist, sind nur diejenigen Daten Gegenstand der vorliegenden Arbeit, die sich auf die Beziehungen zwischen elastischem Längsdruck und Maximum der magnetischen Suszeptibilität beziehen.

Der Einfluß longitudinaler mechanischer Kompression auf den Maximalwert der magnetischen Suszeptibilität eines Nickelstabes zeigt sich in zwei Effekten, die experimentell sauber wahrnehmbar sind: Der erste betrifft die beachtliche Vergrößerung des Maximalwertes der magnetischen Suszeptibilität bei gleichzeitigem Anwachsen der Kompression; der zweite besteht

<sup>1)</sup> R. Becker, Phys. ZS. **33**, 905, 1932. — <sup>2)</sup> J. A. Ewing, „Magnetic Induction in Iron and other Metals“, 3. Aufl., London 1900, S. 202; K. Honda u. S. Shimizu, Ann. d. Phys. **14**, 791, 1904; C. W. Heaps, Phys. Rev. **50**, 176, 1936. — <sup>3)</sup> S. Velayos, Anales Soc. Esp. Fis. y Quim. **35**, 107, 1937.



darin, daß die magnetische Suszeptibilität jenen Maximalwert bei einer um so kleineren magnetischen Feldstärke erreicht, je größer die auf das Stäbchen ausgeübte Kompression ist. In der erwähnten Veröffentlichung haben wir zwei empirische Beziehungen vorgeschlagen, die quantitativ die genannten Erscheinungen wiedergeben. Wir legen nun Ergebnisse vor, die wir mit Nickelstäben erhielten, welche verschiedenen mechanischen und thermischen Behandlungen ausgesetzt wurden. Diese Ergebnisse erlauben, eine der damals zum Vorschlag gebrachten Gleichungen zu bestätigen und die andere vereinfachend abzuändern.

2. In der vorliegenden Arbeit haben wir zwei Stäbe aus handelsüblichem Nickel benutzt, die wir mit „A“ und „B“ bezeichnen. Die spektralanalytische Untersuchung der Proben ergab: Kobalt 0,21 %; Mangan 0,3 %; Eisen 0,4 %; Kupfer 0,01 % und Platin  $< 0,01$  %. Wir setzen einen konstanten, druckunabhängigen Entmagnetisierungsfaktor voraus, der sich in unserem Falle (Länge der Proben = 51 cm; Dicke = 6 mm) nach Angaben von Shuddemagen<sup>1)</sup> zu  $N = 0,0059$  ergibt.

Die beiden Stäbe wurden verschiedenen mechanischen und thermischen Behandlungen ausgesetzt, wobei wir vom ersten Stab drei Zustände ( $A_1$ ,  $A_2$  und  $A_3$ ), vom zweiten einen Zustand ( $B_1$ ) untersucht haben:

Zustand  $A_1$ : Gleichmäßige mechanische Behandlung, um den Stab in gerade Form zu bringen.

Zustand  $A_2$ : Darauf wird derselbe Stab 2 Stunden im Vakuum bei einer Temperatur von  $400^\circ\text{C}$  gehalten und langsam gleichmäßig auf Raumtemperatur abgekühlt.

Zustand  $A_3$ : Derselbe Stab wird nun 1 Stunde lang auf  $600^\circ\text{C}$  gehalten und gleichmäßig um  $100^\circ$  pro Stunde abgekühlt.

Zustand  $B_1$ : Man unterwirft den Nickelstab einem Längszug von  $33,6\text{ kg pro mm}^2$ , der eine plastische Dehnung um  $3,33\%$  hervorruft.

Zur experimentellen Bestimmung der magnetischen Suszeptibilität für verschiedene Werte der magnetischen Feldstärke und bestimmte Werte der Kompression ist die bekannte Induktionsmethode angewandt worden, deren Beschreibung sowie die der benutzten experimentellen Anordnung sich in der oben erwähnten Abhandlung<sup>2)</sup> findet. Die durch die Ausschläge des ballistischen Galvanometers unmittelbar gegebene Magnetisierung  $J$  wird bei verschiedenen Werten der Feldstärke  $H$  bestimmt und daraus die magnetische Suszeptibilität  $\kappa = J/H$  berechnet. Aus der graphischen Dar-

<sup>1)</sup> F. Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Physik, 17. Aufl., S. 610. —

<sup>2)</sup> S. Velayos, Anales Soc. Esp. Fis. y Chim. **35**, 107, 1937.

stellung von  $\kappa$  als Funktion der Feldstärke  $H$  gewinnt man durch Interpolation den Wert  $\kappa_{max}$  sowie das Feld  $H_m$ , für das  $\kappa = \kappa_{max}$  wird.

Es ist zu beachten, daß, da in dieser Arbeit lediglich die Bestimmung der maximalen Werte der Suszeptibilität verfolgt wird, wir uns darauf beschränken, die Werte der Magnetisierung  $J$  in der Umgebung des Feldwertes  $H = H_m$  zu erhalten. Daher geht man von der Feldstärke Null aus (der Körper wird vorher entmagnetisiert) und vergrößert allmählich die Stärke des magnetischen Feldes, ohne zu messen, bis man in die Nähe von  $H_m$  kommt; von hier an mißt man bei schrittweisem Anwachsen von  $H$  die entsprechenden Werte der Magnetisierung  $J$  durch Kommutieren des Feldes. Vor jeder Messung von  $J$  führten wir je neun Kommutationen aus, um uns zu vergewissern, daß der dem Feld  $H$  entsprechende Wert von  $J$  konstant bleibt.

Diese Messung wird für verschiedene Längsdrucke zwischen 0 und 10 kg/mm<sup>2</sup> wiederholt. Da vor allem in dem weichsten Zustande die höchste angewandte Druckbelastung zu einer plastischen Verformung führt, wurden die Untersuchungen stets mit den größten Kompressionswerten begonnen und dann ohne festgesetzte Reihenfolge zu geringeren Druckwerten übergegangen. Daher entspricht der untersuchte Kompressionsbereich angenähert dem Gültigkeitsgebiet des Hookesschen Gesetzes.

In Fig. 1 haben wir als Beispiel für den Zustand  $A_1$  des Stabes „A“ die Abhängigkeit der Suszeptibilität von der Feldstärke für verschiedene Werte der Kompression dargestellt. Man erkennt aus den Kurven nicht nur die bei Druckbelastung auftretende Erhöhung und Verschiebung des Maximums der Suszeptibilität, sondern auch die Tatsache, daß diese Maxima auf einer Kurve — in der Figur punktiert gezeichnet — zu liegen scheinen. Dies läßt eine Beziehung vermuten, die jene Verschiebung mathematisch auszudrücken erlaubt.

Um die verschiedenen magnetischen Zustände, die wir hier betrachten, zu charakterisieren, bestimmten wir für jeden dieser Zustände ohne Längsdruck folgende magnetische Größen: Die Anfangspermeabilität  $\mu_a$ , die Koerzitivkraft  $H_c$  und die reversible Magnetisierungsarbeit  $U$ . Es ergaben sich folgende Werte:

Tabelle 1.

| Zustände                         | $A_1$ | $A_2$ | $A_3$ | $B_1$ |
|----------------------------------|-------|-------|-------|-------|
| $\mu_a$ . . . . .                | 33,0  | 37,4  | 52,5  | 25,5  |
| $H_c$ (O) . . . . .              | 17,2  | 16,4  | 10,7  | 21,5  |
| $U$ (Erg/cm <sup>3</sup> ) . . . | 24800 | 22100 | 14500 | 27900 |

3. Für einen bestimmten Zustand des Körpers fanden wir, wie aus Fig. 1 hervorgeht, daß der Maximalwert der magnetischen Suszeptibilität mit steigender Längsdruckbelastung  $\sigma$  wächst. Dieses Anwachsen läßt sich für kleine Kompressionen in erster Näherung als lineare Funktion der Druckbelastung darstellen:

$$\chi_{max} = a + b \cdot \sigma. \quad (1)$$

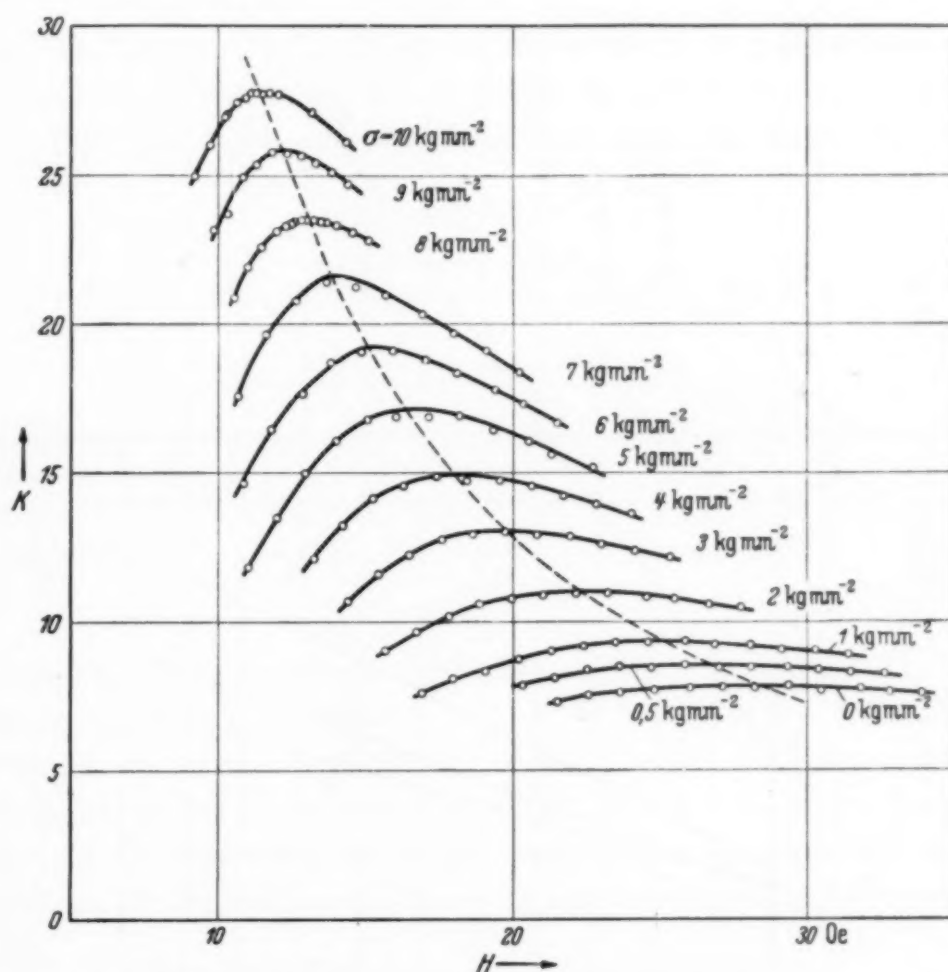


Fig. 1. Beziehung zwischen Suszeptibilität  $\chi$  und magnetischer Feldstärke  $H$  für verschiedene Kompressionswerte  $\sigma$  in der Nähe der  $H_m$ -Werte. (Zustand  $A_1$ .)

Fig. 2 zeigt für die verschiedenen Zustände diese Abhängigkeit. Die eingezeichneten Geraden entsprechen Gleichung (1) mit den folgenden Werten für die Größen  $a$  und  $b$ :

Tabelle 2.

| Zustände | $A_1$            | $A_2$            | $A_3$            | $B_1$            |
|----------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| $a$      | 7,6 <sub>7</sub> | 9,1 <sub>8</sub> | 18,5             | 7,5 <sub>3</sub> |
| $b$      | 1,76             | 2,45             | 6,9 <sub>2</sub> | 1,39             |

Für die Zustände  $A_3$  und  $B_1$  liegen innerhalb der Meßgenauigkeit im gesamten beobachteten Druckintervall die entsprechenden Punkte auf einer Geraden. Dies ist für die Zustände  $A_1$  und  $A_2$  nicht der Fall; hier gilt die lineare Beziehung nur für  $\sigma \leq 4 \text{ kg/mm}^2$  bzw.  $\sigma \leq 6 \text{ kg/mm}^2$ . Wenn wir

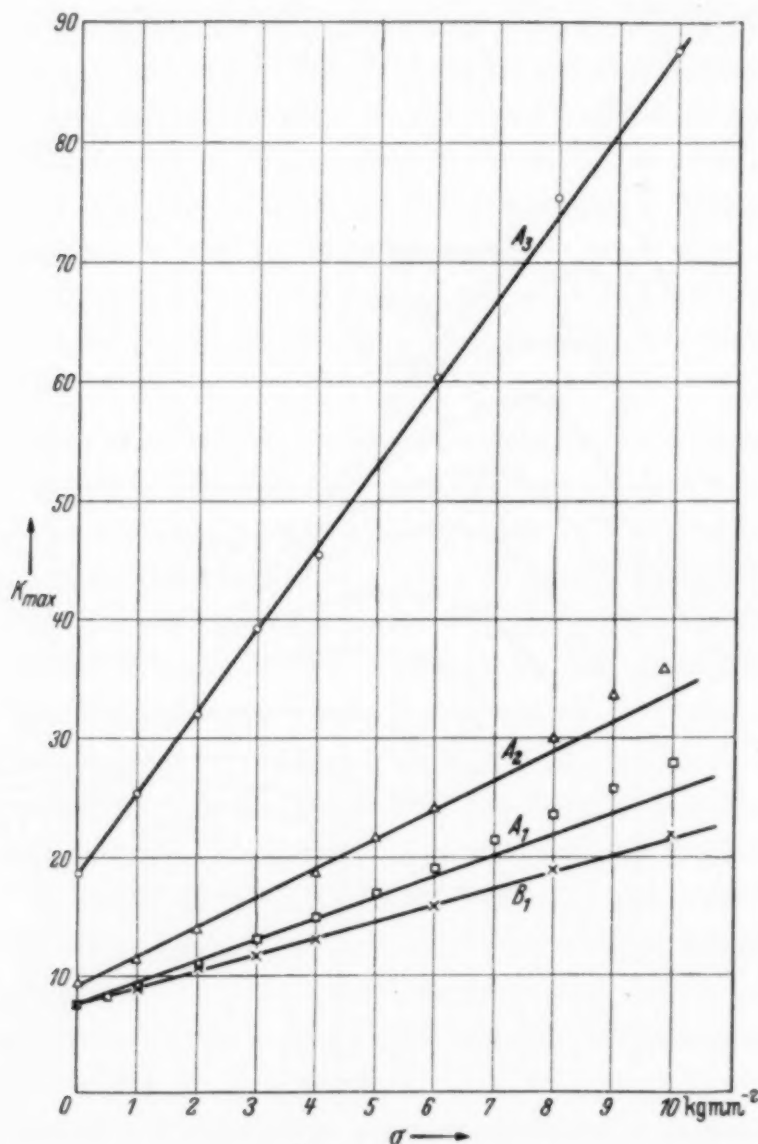


Fig. 2. Änderung des Maximalwertes der Suszeptibilität ( $\chi_{max}$ ) mit zunehmender Druckbelastung  $\sigma$ .

die verschiedene Vorbehandlung des Versuchsmaterials berücksichtigen, können wir den Schluß ziehen, daß, bei je höherer Temperatur der Körper geglüht wurde, desto größer auch der Anwendungsbereich der erwähnten Beziehung ist (Zustände  $A_2$  und  $A_3$ ), und daß eine plastische Dehnung des Nickelstabes ebenfalls den Gültigkeitsbereich der Gleichung (1) vergrößert (Zustand  $B_1$ ). Die Glühbehandlung des Körpers bewirkt, daß die magnetische Suszeptibilität gegenüber Änderungen der Kompression



empfindlicher wird ( $\Delta z/\Delta \sigma = 6,92$  bei Zustand  $A_3$ ); die entgegengesetzte Wirkung erzielt man andererseits durch plastische Dehnung des Körpers ( $\Delta z/\Delta \sigma = 1,39$  für Zustand  $B_1$ ).

Diese Beziehung zwischen Druckbelastung und Suszeptibilitätsmaximum legt den Gedanken nahe, diese Relation zu technischen Zwecken zur Bestimmung von Kompressionen mittels einfacher magnetischer Messungen zu verwenden.

4. Der Verlauf von  $H_m$  (Wert von  $H$ , für den  $z = z_{max}$  ist) gegen um so kleinere Werte des Feldes hin, je größer die Druckbelastung  $\sigma$  ist (vgl. Fig. 1), läßt sich durch eine Beziehung von folgender Form darstellen:

$$H_m \cdot (\sigma + \sigma_i) = C. \quad (2)$$

Die für jeden Zustand konstanten Größen  $C$  und  $\sigma_i$  zeigen die folgenden Werte:

Tabelle 3.

| Zustände                         | $A_1$ | $A_2$ | $A_3$ | $B_1$ |
|----------------------------------|-------|-------|-------|-------|
| $\sigma_i$ (kg/mm <sup>2</sup> ) | 6,7   | 5,8   | 4,4   | 8,0   |
| $C$                              | 189   | 151   | 71    | 248   |

Inwieweit diese Beziehung erfüllt ist, zeigt Fig. 3. Die benutzte Darstellungsart erlaubt unmittelbar den Wert der Größe  $\sigma_i$  aus der Steigung der Geraden abzulesen. Gleichung (2) ist für einen um so größeren Bereich erfüllt, je härter das betrachtete Material ist. So ist z. B. für die Zustände  $A_1$  und  $B_1$  die Beziehung im ganzen beobachteten Druckbereich erfüllt, während sie für  $A_2$  und  $A_3$  nur bis  $\sigma = 3$  kg/mm<sup>2</sup> bzw. 5 kg/mm<sup>2</sup> anwendbar ist.

Die Werte  $\sigma_i$  sind um so größer, je härter der Körper ist. Im gleichen Sinne wächst auch  $C$ , was vermuten läßt, daß beide Größen voneinander abhängen. In dem untersuchten Intervall ( $\sigma_i = 4,4$  bis 8,0 kg/mm<sup>2</sup>) gilt ungefähr eine lineare Beziehung zwischen beiden:

$$C = m + n \cdot \sigma_i, \quad (3)$$

wobei  $m = -131$  und  $n = 47,8$  Materialkonstanten sind, die nicht von dem Zustand abhängen, in dem sich der Körper befindet. Daraus ergibt sich, daß wir in der Formel (2) als unabhängige Konstante lediglich  $\sigma_i$  betrachten werden, die für jeden Zustand des Körpers charakteristisch ist.

Offenbar gilt die Linearbeziehung (3) nicht für Werte von  $\sigma_i$ , die unter 2,7 kg/mm<sup>2</sup> liegen. Denn in diesem Falle würde mit den angegebenen Konstanten  $m$  und  $n$  die Größe  $C$  und damit auch  $H_m$  negative Werte annehmen, was sinnlos wäre. Jedoch spricht nichts dagegen, daß Gleichung (2) ihre Gültigkeit auch unterhalb der genannten Grenze behält.

5. Die Konstante  $\sigma_i$ , die wir in Gleichung (2) zu  $\sigma$  hinzuzählten, legen wir als Mittelwert der inneren Spannungen im betrachteten Zustand aus.

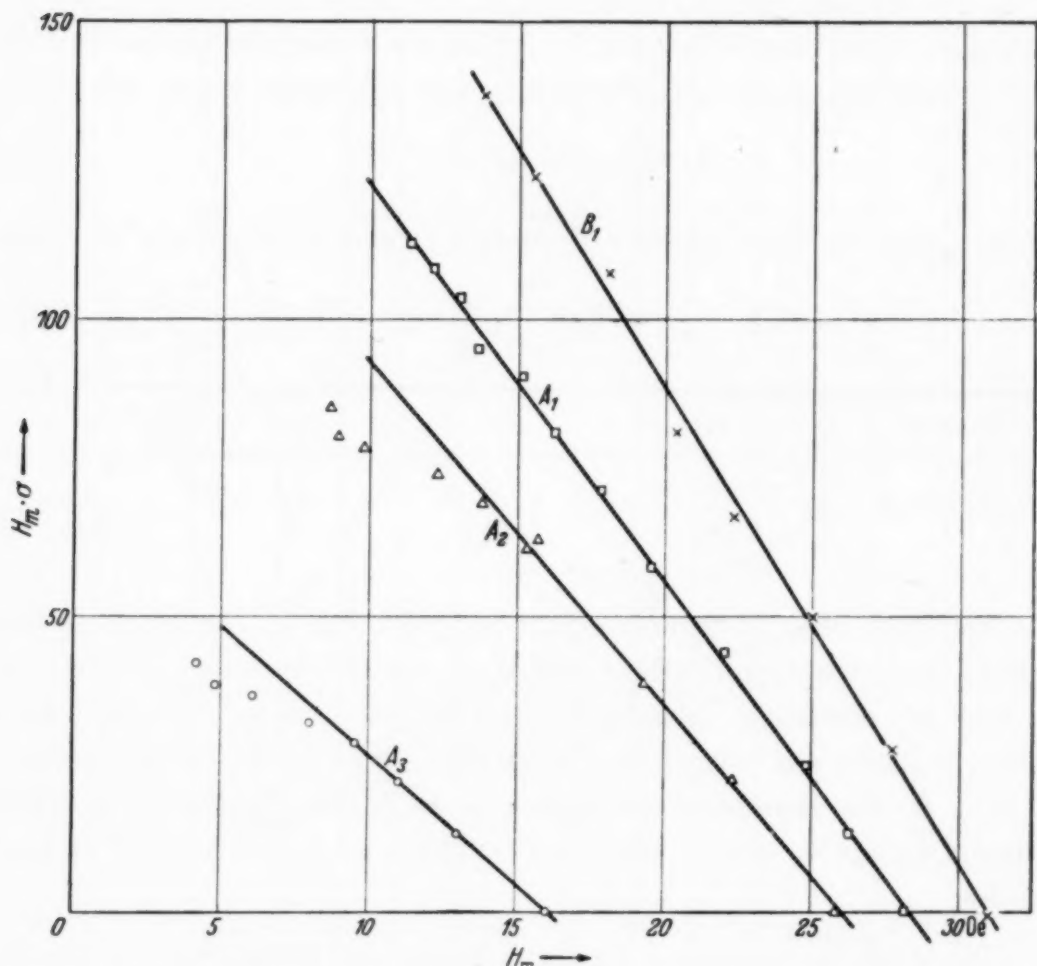


Fig. 3. Anwendung der Formel  $H_m \cdot (\sigma + \sigma_i) = C$  auf die Versuchsergebnisse. Die Geraden entsprechen Gleichungen  $H_m \cdot \sigma = C - \sigma_i \cdot H_m$ .

Die inneren Spannungen können durch die Anwesenheit von Fremdstoffen, die sich als Verunreinigungen im Kristallgitter des Metalls befinden oder durch die mechanische und thermische Behandlungsweise bei der Herstellung des Nickelstabes verursacht sein. Eine erste Bestätigung qualitativer Art der Deutung von  $\sigma_i$  als Eigenspannung finden wir in den für diese Konstante bei den verschiedenen hier betrachteten Zuständen erhaltenen Werten. Durch Glühen des Stabes „A“ z. B. ( $A_1 \rightarrow A_2$ ) wird der Wert

von  $\sigma_i$  vermindert; erneutes Glühen bei höherer Temperatur ( $A_2 \rightarrow A_3$ ) führt zu einer weiteren Verkleinerung von  $\sigma_i$ . Ferner beobachten wir, daß wir durch plastische Dehnung den Zustand  $B_1$  mit einem vergrößerten Wert für  $\sigma_i$  erhalten. Diese Ergebnisse stimmen vollständig mit dem überein, was wir über das Verhalten der inneren Spannungen in bezug auf mechanische und thermische Behandlung wissen.

Man kennt Methoden<sup>1)</sup>, nach denen man den Wert der Eigenspannung  $\sigma_i$  in einem Nickelstab als Funktion bestimmter magnetischer Größen dieses Stabes berechnen kann. Kersten wendet, ausgehend von der Theorie von Becker, die Beziehung  $\mu_a - 1 = \frac{8\pi}{9} \frac{J_s^2}{\lambda_s \cdot \sigma_i}$  an, um den Wert der Eigenspannung  $\sigma_i$  aus der beobachteten Anfangspermeabilität  $\mu_a$  zu berechnen.  $J_s$  und  $\lambda_s$  sind dabei die Magnetisierung und die Magnetostriktion im Zustande der Sättigung. Becker schlägt vor, mittels der Beziehung  $\frac{\Delta E}{E} = \frac{2}{5} \frac{\lambda_s \cdot E}{\sigma_i}$ , die die Veränderung des Elastizitätsmoduls  $E$  im Magnetfeld wiedergibt,  $\sigma_i$  zu berechnen. Zwei weitere Beziehungen zur Bestimmung der inneren Spannungen sind von Kersten aufgestellt worden: Die reversible Magnetisierungsarbeit  $U$  hängt von  $\sigma_i$  und von der Sättigungsmagnetostriktion  $\lambda_s$  ab:  $U = \sigma_i \cdot \lambda_s$ . Neben dieser Beziehung benutzt Kersten die Änderung der remanenten Magnetisierung  $J_r$  durch äußere Druck- oder Zugbelastung mit Hilfe der Formel  $\left(\frac{\partial J_r}{\partial \sigma}\right)_{\sigma=0} = \frac{J_s}{4\sigma_i}$  zur Bestimmung der inneren Spannungen  $\sigma_i$ .

Um zu beweisen, daß die in unserer Gleichung (2) auftretende Größe  $\sigma_i$  tatsächlich gleich dem Mittelwert der inneren Spannungen ist, haben wir mittels zweier der genannten Methoden aus anderen magnetischen Größen die inneren Spannungen bestimmt. Zu diesem Zweck wurde für jeden der hier beobachteten Zustände die Anfangspermeabilität  $\mu_a$  sowie die reversible Magnetisierungsarbeit  $U$  bestimmt (vgl. Tabelle 1). Mit  $J_s = 509$  CGS (Gumlich, nach Landolt-Börnstein) und  $\lambda_s = -3,6 \cdot 10^{-5}$  erhält man zur Bestimmung von  $\sigma_i$  die beiden Beziehungen:

$$\sigma_i = \frac{205}{\mu_a - 1} \text{ kg/mm}^2 \quad \text{und} \quad \sigma_i = \frac{U}{3530} \text{ kg/mm}^2.$$

Wenn wir diese Formeln auf unsere vier Zustände anwenden, so erhalten wir die in der folgenden Tabelle zusammengestellten Werte. Zum Vergleich

<sup>1)</sup> R. Becker, ZS. f. Phys. **62**, 266, 1930; Phys. ZS. **33**, 911, 1932; M. Kersten, ZS. f. Phys. **71**, 553, 1931; **76**, 505, 1932; **82**, 723, 1933.

sind die aus unserer Beziehung mittels des Feldes, für das die Permeabilität ein Maximum zeigt, berechneten Werte mit aufgeführt:

Tabelle 4.

| Zustand | $\sigma_i = \frac{205}{a_a - 1}$ | $\sigma_i = \frac{U}{3530}$ | $H_m \cdot (\sigma + \sigma_i) = C$ |
|---------|----------------------------------|-----------------------------|-------------------------------------|
| $A_1$   | 6,4 kg/mm <sup>2</sup>           | 7,0 kg/mm <sup>2</sup>      | 6,7 kg/mm <sup>2</sup>              |
| $A_2$   | 5,6 „                            | 6,3 „                       | 5,8 „                               |
| $A_3$   | 4,0 „                            | 4,1 „                       | 4,4 „                               |
| $B_1$   | 8,4 „                            | 7,9 „                       | 8,0 „                               |

Die Tabelle gibt den Beweis für die Hypothese, die wir oben über die Deutung der Konstanten  $\sigma_i$  unserer Beziehung (2) als Eigenspannung aufgestellt haben. Die Anwendung dieser Gleichung stellt folglich eine neue Methode dar, um den Mittelwert der inneren Spannungen, die in einem Nickelstab vorhanden sind, zu bestimmen. Man mißt zu diesem Zwecke für zwei Druckbelastungen (eine kann  $\sigma = 0$  sein) die Feldstärke  $H_m$ , für die die magnetische Suszeptibilität ein Maximum erreicht. Durch Anwendung von Beziehung (2) erhält man zwei Gleichungen, mit Hilfe derer man den Wert von  $\sigma_i$  berechnen kann.

Madrid, Instituto Nacional de Física y Química, 11. März 1940.



**Bemerkung zu der vorhergehenden Veröffentlichung  
von Salvador Velayos: „Der Einfluß elastischer Druck-  
belastung auf das Suszeptibilitätsmaximum von Nickel.  
Die Eigenspannungen“.**

Von **Heinz Bittel.**

Mit 1 Abbildung. (Eingegangen am 20. Juni 1940.)

In Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Beobachter zeigt sich an den von Velayos untersuchten Proben für den Fall, daß keine äußere Spannung wirksam ist, Proportionalität zwischen der Koerzitivkraft und dem Mittelwert der inneren Spannungen. Dieser Zusammenhang gilt auch dann noch, wenn die unterschiedlichen Werte der inneren Spannungen durch verschiedenartige mechanische und thermische Behandlung hervorgerufen wurden. Aus dieser einfachen Beziehung folgt, daß auch die Feldstärke, für die das Suszeptibilitätsmaximum auftritt, proportional zu den inneren Spannungen sein muß, was durch die Messungen von Velayos bestätigt wird. Dieser Zusammenhang ist physikalisch befriedigender als die von Velayos aufgestellte empirische Beziehung, die außerhalb des speziell beobachteten Spannungsbereichs ihren Sinn verliert.

Die in einem Ferromagnetikum vorhandenen inneren Spannungen ergeben Vorzugsrichtungen für die Magnetisierung einzelner Bezirke und beeinflussen damit den Magnetisierungsvorgang, der bei Anlegen eines Feldes zu beobachten ist. Da die reversible Magnetisierung durch die gegen die inneren Spannungen zu leistende Arbeit bestimmt ist, kann aus Beobachtungsdaten der Anfangspermeabilität oder der reversiblen Magnetisierungsarbeit ein Mittelwert  $\sigma_i$  der inneren Spannungen errechnet werden.

Im Gegensatz dazu ist der Ablauf der irreversiblen Magnetisierungsvorgänge und damit die Größe der Koerzitivkraft sowie die Höhe und Lage des Suszeptibilitätsmaximums nicht nur von dem Betrag der inneren Spannungen, sondern auch von deren örtlicher Verteilung abhängig. Daher ist es nicht möglich, allein aus einer Beobachtung der Koerzitivkraft  $H_c$  oder der Feldstärke  $H_m$ , für die die Suszeptibilität ihren Maximalwert erreicht, einen eindeutigen Wert von  $\sigma_i$  zu gewinnen.

Nach Kersten, der diesen Zusammenhang zwischen innerer Spannung  $\sigma_i$  und dem Ablauf der irreversiblen Magnetisierung rechnerisch verfolgt hat, gilt für die Koerzitivkraft<sup>1)</sup>:

$$H_c = p_c \cdot \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda_s \cdot \sigma_i}{J_s}.$$

<sup>1)</sup> Vgl. R. Becker u. W. Döring, Ferromagnetismus, Berlin 1939, S. 203 bis 217.

$J_s$  und  $\lambda_s$  sind die Magnetisierung und die Magnetostriktion im Sättigungszustand. Die Größe von  $p_c$ , das nach den Abschätzungen von Kersten zwischen Null und Eins liegt, hängt von der Verteilung der inneren Spannungen ab. Im Falle sehr feindisperser Störungen sowie bei sehr sanftem Verlauf der örtlichen Schwankungen der Spannungen sind für  $p_c$  kleine Werte zu erwarten. Bei einer bestimmten Spannungsverteilung zwischen diesen Extremfällen kann  $p_c$  Werte in der Größenordnung von Eins annehmen. Für gleichartige Behandlung der Probe zeigt  $p_c$  unabhängig vom Betrag von  $\sigma_i$  denselben Wert, so daß, wie Kersten experimentell gezeigt hat, die Koerzitivkraft proportional zu dem aus anderen magnetischen Messungen bestimmten Mittelwert  $\sigma_i$  ist.

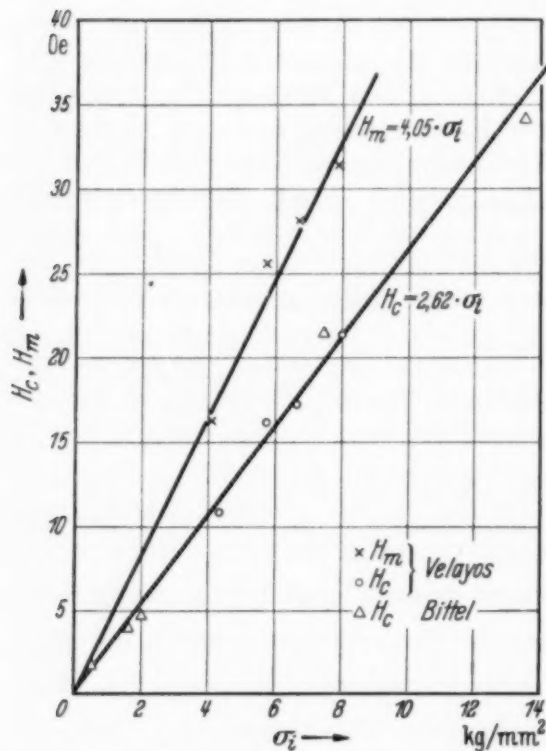


Fig. 1. Abhängigkeit der Koerzitivkraft  $H_c$  und der Feldstärke  $H_m$ , für die die Suszeptibilität ihren Maximalwert erreicht, von dem Mittelwert  $\sigma_i$  der inneren Spannungen.

keit auf einer Geraden (Fig. 1). Auf derselben Geraden liegen die Meßwerte, die von mir an einem Nickeldraht beobachtet wurden<sup>1)</sup>. Derselbe war durch Düsenzug in einen Zustand hoher innerer Spannungen gebracht worden und wurde durch stufenweise Behandlung bei immer höherer Temperatur rekristallisiert. Aus der Steilheit der Geraden in Fig. 1 errechnet sich aus obiger Gleichung mit  $\lambda_s = 3,6 \cdot 10^{-5}$  und  $J_s = 500$  CGS der Wert  $p_c = 0,25$ . Kersten berechnet aus seinen Beobachtungen an plastisch gerecktem Nickel  $p_c = 0,27$ ; bei stufenweiser Rekristallisation eines harten Materials findet er den auffallend niedrigen Wert 0,09.

<sup>1)</sup> H. Bittel, Ann. d. Phys. **31**, 219, 1938.

Der Wert von  $p_c$  bestimmt den Verlauf der Magnetisierungskurve derart, daß bei gleichem  $p_c$ -Wert und übereinstimmender Sättigungsmagnetisierung sich die Kurven, die man an Proben mit verschiedenem  $\sigma_i$  beobachtet, durch eine entsprechende Maßstabsänderung des Feldes angenähert ineinander überführen lassen. Ebenso wie also die Koerzitivkraft proportional zum Mittelwert  $\sigma_i$  der inneren Spannungen ist, muß dies auch für jede andere Feldstärke gelten, für die ein bestimmter Wert der Magnetisierung erreicht wird. Insbesondere muß daher die Feldstärke  $H_m$ , für die das Suszeptibilitätsmaximum auftritt, proportional zu  $\sigma_i$  sein, sofern die Werte der Magnetisierung, für die das Maximum auftritt, nicht wesentlich voneinander abweichen<sup>1)</sup>. Die Proportionalität zwischen  $H_m$  und  $\sigma_i$  ist, wie Fig. 1 zeigt, für die Meßwerte von Velayos mit der zu erwartenden Genauigkeit erfüllt. (Diese Werte beziehen sich auf Messungen ohne elastischen Längsdruck.) Unabhängig von  $\sigma_i$  ist  $H_m/H_c = 1,55$ . Dieses Verhältnis, das auch kleiner als Eins sein kann, hängt sehr stark von der jeweiligen Kurvenform, d. h. wiederum von  $p_c$  ab.

Aus dieser Darstellung ergibt sich ein scheinbarer Widerspruch mit der von Velayos empirisch abgeleiteten Beziehung zwischen  $H_m$  und  $\sigma_i$ . Aus den Gleichungen (2) und (3) der vorhergehenden Veröffentlichung folgt für den Fall, daß keine äußere Spannung vorhanden ist ( $\sigma = 0$ ):

$$H_m \cdot \sigma_i = m + n \cdot \sigma_i,$$

während aus der Geraden der Fig. 1 sich ergibt:

$$H_m \cdot \sigma_i = 4,05 \cdot \sigma_i^2.$$

Es zeigt sich jedoch, daß in dem in Frage kommenden Wertebereich von  $\sigma_i$  die Größe  $4,05 \cdot \sigma_i^2$  nicht mehr von den beobachteten Werten  $H_m \cdot \sigma_i$  abweicht, als die von Velayos aus seiner Beziehung (3) berechneten Werte. Durch die hier gegebene Darstellung entfällt das von Velayos erwähnte Auftreten negativer  $H_m$ -Werte, das aus seiner Gleichung (3) für kleine Spannungen  $\sigma_i$  folgt.

Zur Zeit Berlin, Mai 1940.

<sup>1)</sup> Kleine Abweichungen fallen wegen des steilen Verlaufs der Magnetisierungskurve an der betreffenden Stelle nicht ins Gewicht. Aus den Messungen von Velayos folgt eine nennenswerte Abweichung der Magnetisierung nur für den Zustand  $A_3$ .

## Siedepunkt der Kohle und Hochstrombogen.

Von E. Podszus.

Mit 1 Abbildung. (Eingegangen am 24. Juni 1940.)

Auch ohne lange Anodenflammen werden so starke Dampfstrahlungen bei Reinkohlenbogen erreicht, wie sie Herr Finkelnburg beschrieben hat, wobei aber auch eine Temperaturerhöhung der Kraterkohle erfolgt. Beispiele von Bogen großer Stromstärke mit steigender Charakteristik sind bereits früher beschrieben worden, neue werden angegeben. Sämtliche Bogenformen bei nicht zu geringen Drucken mit ihren besonderen Charakteristiken lassen sich unter einheitlichen Gesichtspunkten verstehen, wenn die äußeren Bedingungen (Struktur und Zusammensetzung der Anode, Konvektion, Bewegung, Abkühlung usw.) entsprechend berücksichtigt werden.

In einer Reihe von Abhandlungen hat Finkelnburg<sup>1)</sup> die Verhältnisse an hochbelasteten Kohlenbogen untersucht, und dabei einige Resultate früherer Arbeiten des Verfassers<sup>2)</sup> bestätigt, ohne dieses allerdings anzugeben. So wurden vom Verfasser bereits bei Starkstrombogen in den Spektralgebieten, in denen die Dampfstrahlung einen erheblichen Teil der Gesamtemission ausmacht, eine Zunahme der Leuchtdichte in willkürlichen Einheiten von 1,18 auf 2,05<sup>3)</sup> gefunden, und zwar bei 0,58  $\mu$ . Nach dem blaugrünen Ende steigt die Gesamtstrahlung noch weiter an (nach unveröffentlichten Messungen). Es würde das einer Steigerung der Leuchtdichte von 18000 Stilb auf über 32000 Stilb bei durchaus stationären Versuchen entsprechen. Es ist dieses in praktischer Übereinstimmung mit den von Finkelnburg integral im gleichen Gebiet mit der Selenzelle gemessenen Steigerungen der Leuchtdichte. Auf den zusätzlichen Einfluß der Dampfstrahlung ist dabei von Verfasser bereits früher hingewiesen. Unberührt davon bleiben die Messungen des Verfassers am Kontinuum im roten Gebiet, wo die Selenzellen weniger als  $1/10$  ihrer maximalen Empfindlichkeit besitzen. Der Zweck dieser Mitteilung ist nun, auf die Unterschiede hinzuweisen, welche geeignet sein können, zum Verständnis der physikalischen Vorgänge beizutragen. Die vom Verfasser auch im roten Kontinuum gefundene Leuchtdichtesteigerung bei einfachen Bogen um allerdings nur etwa 30%, d. h. auf das Gesamtgebiet gerechnet von 18000 Stilb auf

<sup>1)</sup> ZS. f. Phys. **112**, 305–326; **113**, 562–582; **114**, 734–747, 1939. —

<sup>2)</sup> Verh. d. D. Phys. Ges. **21**, 284–293, 1919; ZS. f. Phys. **19**, 20–30, 1923. —

<sup>3)</sup> l. c. 288.



23500 Stilb, zeigt, daß diese zum größten Teil auf eine Temperaturerhöhung der Kraterkohle selbst zurückzuführen ist. Hiermit in Übereinstimmung findet Finkelnburg als maximale Leuchtdichte der Kraterflamme 16000 Stilb, der Gesamtemission 40000 Stilb. Die verbleibende Differenz von 24000 Stilb stimmt mit der vom Verfasser gefundenen Zahl überein.

Es kann daher bei einer Leuchtdichte von 20000 Stilb noch nicht der Siedepunkt der Kohle erreicht worden sein. Das beweist auch die geringe maximale Verdampfung der Kohle, die Finkelnburg zu  $2,5 \cdot 10^{-4}$  g/Coul. in Luft angibt. Der Materialverlust beim gewöhnlichen Kohlenbogen ist von verschiedenen Seiten gemessen worden<sup>1)</sup>, und wurde zu rund  $1,7 \cdot 10^{-4}$  g/Coul. gefunden. Davon kommt aber wesentlich mehr als 90% auf Verlust durch chemische Reaktion<sup>2)</sup>. Hierbei handelt es sich meist um Bogen, bei denen der Krater noch kaum die Stirnfläche ausfüllt. Beim „Hochstrombogen“ breitet sich die Entladung unter starker Erhitzung längerer Kohlenteile auch auf den Mantel aus, so daß entsprechend höhere Abbrandverluste durch Reaktion eintreten müssen. Demnach ist nur ein so geringer Teil des Verlustes auf reine Verdampfung zurückzuführen, daß er für ein Sieden nicht ausreicht. In den Zwangsbogen<sup>3)</sup> des Verfassers in Stickstoff, bei dem die chemische Reaktion nur etwa die Hälfte des Kohlenabbrands wie in Luft verbraucht, wurden dagegen bei Stromstärken bis 260 Amp. Materialverluste bis  $6 \cdot 10^{-4}$  g/Coul. maximal erreicht.

Das Beispiel einer mit wachsender Stromstärke schließlich steigenden Charakteristik ist vom Verfasser für eine 25 mm-Kohle gegeben<sup>4)</sup> worden. Der Minimumpunkt würde bei etwa 60 bis 70 Amp. liegen, während er nach der von Finkelnburg aufgestellten Beziehung bei etwa 125 Amp. auftreten müßte. Im Zwangsbogen muß naturgemäß sich eine steigende Charakteristik einstellen. Bei einer 15 mm-Kohle in isoliertem Kupferkühler wurde gefunden:

| Abstand | Volt | Amp.<br>Gleichstr. | Abstand | Volt | Amp.<br>Gleichstr. |
|---------|------|--------------------|---------|------|--------------------|
| 3 mm    | 43   | 80                 | 5 mm    | 52   | 160                |
|         | 54   | 164                |         | 56   | 170                |
|         | 58   | 220                |         | 65   | 230                |
| 5 mm    | 46   | 100                | 30 mm   | 76   | 150                |

Die Übereinstimmung im Verlauf der Leuchtdichte und der Charakteristik ist um so bemerkenswerter, als die Versuchsbedingungen bezüglich

<sup>1)</sup> Z. B. H. Steinle, ZS. f. angew. Min. 2, 35, 1939; vgl. eine gleichzeitig in der ZS. f. Phys. erscheinende Arbeit des Verfassers. — <sup>2)</sup> l. c. S. 35. —

<sup>3)</sup> l. c. S. 288, 1919. — <sup>4)</sup> l. c. S. 22, 1923.

Spannungsabfall, Elektrodenstellung (waagrecht, coaxial), Anodenflamme andere waren. Bei den Versuchen des Verfassers mit starker magnetischer Beruhigung zeigte sich keine gerade hervorschießende Flamme, wie bei den Versuchen von Finkelnburg, sondern die Anodenflamme wurde durch das magnetische Feld rückwärts über die Anode geblasen, ein Beweis dafür, daß ein erheblicher Teil der Teilchen elektrisch geladen war. Nach unveröffentlichten Versuchen des Verfassers tritt bei genügend beruhigtem Bogen ein Steigen der Charakteristik nicht erst dann ein, wenn die Entladung breiter als die Stirnfläche der Anode wird (anormaler Anodenfall), sondern bereits auch früher, wenn der Querschnitt der Entladungsbahn größer zu werden beginnt als die Stromeintrittsfläche in die Anode bzw. dieser schneller wächst.

Zum Verständnis der mannigfachen Erscheinungsformen und Charakteristiken beim Bogen bei nicht zu niedrigen Drucken unter einheitlichen Gesichtspunkten kann man kommen, wenn man folgende Vorstellungen, die zum Teil bereits von verschiedenen Seiten ausgesprochen sind, benutzt:

Die differentielle Stromdichte  $di/dF$  sowohl in der positiven Säule als besonders an der Stromeintrittsstelle der Anode ist zeitlich und örtlich einem schnellen Wechsel unterworfen. Die unter Umständen beträchtlichen Unterschiede werden durch äußere Einflüsse, Struktur, lokale Zusammensetzung und Temperatur beeinflußt bzw. bedingt. Nicht nur zum Ionisieren an der Anode, sondern auch zum Eindringen in dieselbe gehören infolge des Grenzwiderstandes, der stellenweise bis zu völliger Isolation gehen kann, je nach Art desselben verschiedene Energien (Elektronengeschwindigkeiten). Dieser Widerstand wird durch Grenzionisierung, durch Verdampfung bei hoher Temperatur unter Dissoziation, durch chemische Einflüsse und lichtelektrische Wirkungen herabgesetzt, durch Kühlung z. B. durch starke Bewegung usw. erhöht. Die Entladungsbahn sucht außerdem Wege des geringsten Widerstandes und aufzuwendender Spannung, soweit dieses äußere Einflüsse (magnetische Felder, Gasströmungen, Querschnitt und Form der Anode u. a. m.) zulassen. Im allgemeinen gehören recht hohe Temperaturen und entsprechende Strahlungen dazu, um Verdampfung an der Grenzfläche mit leichter entstehenden positiven Ionen und entsprechende langsame Kanalstrahlen auszulösen. Etwas niedrigere Temperaturen genügen für Stellen, an denen sich salzartige Stoffe befinden. Spitzen auf der Oberfläche u. dgl. können bis zum gewissen Grade ähnlich wirken, weil sie leichter verdampfen und weniger Wärmeableitung haben. An allen diesen Stellen führt die Aussendung positiver Teilchen zum Abbau der Raumladung und bei größerer Ausdehnung zur Herabsetzung des gesamten

Anodenfalls. Wieweit dieses eintreten kann, hängt von den äußeren Bedingungen und von der topographischen Beschaffenheit der Anode ab, ferner von der Möglichkeit der Ausbildung einer genügend zusammenhängenden und ausgedehnten Zone stärkerer Verdampfung, sowie eines genügend starken Unterschiedes des Eintrittswiderstandes der benachbarten Partien.

Äußere Kühlung bewirkt nur dann eine Herabsetzung der Grenzionisierung und der Ausbildung von positiven langsamen Ionenstrahlen, wenn sie ein bestimmtes Maß überschreitet. Stärkere Wirkung übt die innere und gesamte Bewegung der Entladung z. B. unter dem Einfluß von Konvektionsströmungen, der mit dem Anwachsen von Druck bzw. Stromstärke naturgemäß größer werden muß, aus.

Niedrigerer Druck mit größerer freier Weglänge und breiterer Entladungsbahn befördert einen stärkeren Wechsel der örtlichen Stromdichte bis zu erkennbaren punktförmigen Ansätzen, andererseits aber auch stärkere Verdampfung und Grenzionisierung. Aus obiger Auffassung folgt weiter, daß auch die Größe der meßbaren Stromeintrittsfläche bzw. Kraterfläche von äußeren Bedingungen abhängig ist und nur eine gewisse Mitteltemperatur gemessen wird. Diese kann bei geeigneten äußeren Bedingungen, besonders wenn punktförmig an Spitzen die Siedetemperatur erreicht wird, in einem temperaturabhängigen funktionellen Zusammenhang mit der Siedetemperatur stehen, so daß sich für die Helligkeit-Druckkurve ein Verlauf nach der Clausius-Clapeyronschen Gleichung ergeben kann, ohne daß die Konstanten mit denjenigen aus der Dampfdruckkurve übereinzustimmen brauchen. Es ist dabei verständlich, daß eine solche Beziehung nur für beschränkte Druckgebiete gelten wird, und daß z. B. für Drucke erheblich unter 1 Atm. andere Werte erhalten werden.

Besonders werden die Vorgänge beeinflußt von Verunreinigungen, welche leichter zu ionisieren sind. Aus diesen stellt sich eine höhere Stromdichte ein und auch eine entsprechende Temperatursteigerung, so lange bis sie aufgezehrt sind. In benachbarte Partien können dann nur Elektronen eindringen, deren Geschwindigkeit entsprechend höher ist. Sie haben daher eine geringere Stromdichte. Daß hier selbst bei sogenannten Reinkohlen erhebliche Unterschiede bestehen können, zeigen oszillographische Aufnahmen des Spannungsverlaufs an 5 mm starken Reim- (a) und Graphitkohlen (b) (Fig. 1a und b) bei Wechselstrom<sup>1)</sup>. Die angelegten

<sup>1)</sup> Die Oszillogramme wurden mir von Herrn Dr. F. Hellmuth, Berlin-Karlshorst, aus unveröffentlichten Messungen freundlichst zur Verfügung gestellt.

Gesamtspannungen und Stromstärken waren 70 Volt 3,5 Amp. eff. (a) und 110 Volt 5,0 Amp. eff. (b). Die höhere Energiebelastung der Graphitkohle gleicht den Verlust durch bessere Wärmeleitung aus, so daß beide dieselbe mittlere Temperatur hatten. Man sieht aus dem Oszillogramm, daß bei Reinkohlen nur eine Zündspitze von etwa 65 Volt, dagegen bei Graphit eine solche von über 100 Volt notwendig ist, um die Entladung aufrechtzuerhalten.

Noch größere Unterschiede im Eingangswiderstand werden durch starke Kühlung der die Stromeintrittsstelle umgebenden Partien bedingt.

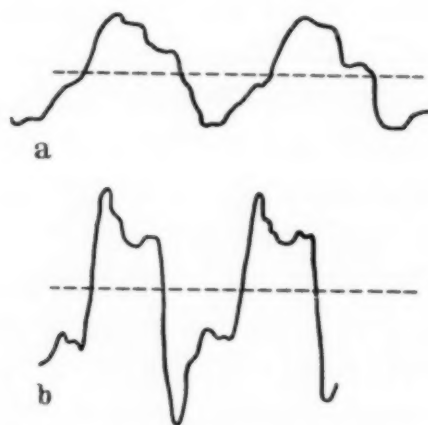


Fig. 1. Wechselstromspannung 50 ~.  
a) Homogenkohlen (5 mm) 70 V 3,5 A.  
b) Graphitkohlen (5 mm) 110 V 5 A.

Bei einer 5 mm starken, durch einen wasserdurchflossenen Kupferblock stark bis zum Ende gekühlten Anode aus Wolfram wurde bei 40 Amp. nur ein Brennfleck von etwa 1 mm<sup>2</sup> gefunden, der infolge der Stromdichte und Spannungserhöhung eine zentrale Leuchtdichte erreichte, welche etwa doppelt so hoch wie diejenige des normalen positiven Reinkohlenkraters war.

Bei kleinen Stromstärken ist die Randkühlung so stark, daß die auftretende Energie nicht ausreicht, eine so starke mittlere Temperaturerhöhung zu erzeugen, daß durch langsame positive Strahlen ein entsprechender Abbau der Raumladung erfolgt. Die Beschleunigung durch den höheren Anodenfall reicht aber schließlich aus, um die Grenzwiderstände zu überwinden. Mit wachsender Stromstärke nimmt die Abgabe von positiven Ionen durch die Anode selbst zu. Der Eingangszustand wird mit wachsender Bogenlänge ausgedehnt, da die Abkühlung durch Bewegung des Bogens wächst. Mit abnehmendem Druck sinkt der Einfluß der Konvektion und die Abgabe von positiven Ionen kann früher erfolgen. Mit



dem Stärkerwerden der Verdampfung bis zu punktwiser Erreichung des Siede- und Dissoziationspunktes setzt schließlich ein weiterer gleichmäßigerer Abbau der Raumladung und des Anodenfalles ein mit gleichmäßigerer Erhitzung breiterer Partien und ansteigender Stromdichte in diesen. Bei größeren Stromstärken wächst die Bewegung im Bogen mit daraus folgender stärkerer Kühlung und Ausbreitung. Der Anodenfall ist dann höher und die mittlere Temperatur kleiner. Die stärkeren magnetischen Eigenfelder wirken in ähnlichem Sinne. Der Ausbreitung andererseits entgegen wirkt dementsprechend Verkleinerung des Kohlenquerschnitts, bis die Entladung gezwungen wird, auf den Mantel mit längerem Weg überzugreifen, oder andere beruhigende Zwangsmittel, wie spezielle magnetische Felder. Wird die Bewegung nicht gehemmt, so wandert die Eintrittsstelle unruhiger und weiter ohne entsprechende Temperaturerhöhung auf den Mantel, verlangt zur Aufrechterhaltung einen höheren Anodenfall, der erst langsam wieder ansteigen kann, wenn die Entladung auch bei der Bewegung die ganze Stirnfläche voll bedecken kann. Es ist dieses die erste Form des Bogens. Kommt die Bewegung aus einem inneren, z. B. durch Anbeißen an Verunreinigungen und starker Ionenaussendung oder äußeren Grunde (Mantel eines magnetischen Feldes) zur Ruhe, so steigt die Temperatur und Verdampfung, die Entladung wird gleichmäßiger und der Anodenfall sinkt. Beim Ausbreiten über den Mantel bzw. bereits vorher, wenn die positive Säule einen größeren Querschnitt anzunehmen im Begriff ist, steigt dann der Anodenfall stärker.

Aus diesen Vorstellungen ergibt sich auch eine Erklärung des Beck-Effekts, die in den Grundzügen vom Verfasser bereits in einer früheren Mitteilung gegeben worden ist<sup>1)</sup>. Zwischen der konzentrierten Entladungsform beim Reinkohlenbogen und dem technischen Beck-Bogen besteht ein wesentlicher Unterschied. Beim Reinkohlenbogen auch in der konzentrierten Form erfaßt die Entladung nicht die äußeren Teile der Kohle bzw. nur zu einem geringeren Grade, weil die Energie an der Grenzfläche nicht ausreicht, sie weit genug zu erhitzen. Wird künstlich erwärmt, so breitet sie sich aus. Die Beck-Kohle besitzt dagegen einen Reinkohlenmantel mit einer Seele, die stark mit salzartigen, leichter ionisierbaren Stoffen durchsetzt ist. Bei dieser Anordnung muß bei genügender Stromstärke selbst bei niedrigerer Temperatur der Seele die Stromdichte dort wesentlich größer sein, als an den Rändern, da dort der Eingangswiderstand viel kleiner ist. Das führt zu steigender Temperatur und starker Verdampfung und Ionisierung im

<sup>1)</sup> Elektrot. ZS. 45, 525, 1924.

Innern. Stromdichte und Spannungsabfall steigt so lange, bis er auch zur vollen Überwindung des Eingangswiderstandes am Reinkohlenanteil genügt und dort entsprechende Temperaturerhöhung auch durch direkten Eintritt erzeugt. Daß der Anodenfall des Reinkohlenbogens erst spät erreicht wird, liegt daran, daß die umspülenden Dämpfe bereits auch eine Verringerung des Eingangswiderstandes bewirken. Eine weitere Spannungserhöhung tritt erst dann ein, wenn anormale Verhältnisse vorliegen, d. h. wenn die Stromeintrittsstelle größer als die gesamte Stirnfläche wird und die Entladung gezwungen ist, sich auf den Mantel auszubreiten. Die starke Verdampfung bzw. der Materialverlust muß dabei als ein, wenn genügend hohe Temperatur und Lichtwirkung zur Ionisation erreicht ist, nicht unbedingt notwendiges Übel bezeichnet werden.

Die dargelegte Auffassung erklärt somit eine sehr große Zahl von Bogenerscheinungen, insbesondere auch die Tatsache, daß bei höheren Drucken äußere Bedingungen einen stärkeren Einfluß ausüben, so daß eine Übereinstimmung von Werten hier nur bei möglichst gleichen Bedingungen zu erwarten ist.

*Berlin-Friedrichshagen, Juni 1940.*

---

## Elektrische Leitfähigkeit flüssiger Dielektrika und ihre Änderung durch Ultraschall.

Von F. Seidl in Wien.

Mit 6 Abbildungen. (Eingegangen am 10. Juli 1940.)

Die Untersuchungen wurden an Hexan, Toluol und Tetrachlorkohlenstoff ausgeführt und ergaben eine Erhöhung der Leitfähigkeit durch Ultraschall. Dieses Resultat wird durch Vorgänge, ähnlich jenen in dichten Gasen, zu erklären versucht.

Der Einfluß des Ultraschalles auf die elektrische Leitfähigkeit flüssiger Dielektrika ist bereits Gegenstand der Untersuchung gewesen<sup>1)</sup>. Die dabei gefundene Erhöhung der gemessenen Stromwerte wurde auf Verunreinigungen zurückgeführt. Diese allein zur Diskussion der Versuchsergebnisse heranzuziehen, ist jedoch nicht ganz befriedigend und besonders dann nicht, wenn eine apparative Anordnung von der im folgenden beschriebenen Art Verwendung findet. Es werden daher die gewonnenen Resultate auf Grund der Jafféschen<sup>2)</sup> Auffassung, der zufolge sich Hexan wie ein dichtes Gas verhält, und jener von Schweidler<sup>3)</sup>, zufolge welcher die Vorgänge in schlechtleitenden Flüssigkeiten mit jenen in ionisierten Gasen verglichen werden, zu erklären versucht.

*Meßanordnung.* Die Konstruktion des Meßgefäßes wurde so ausgeführt, daß die Richtung des elektrischen Feldes auf jener des Schallstrahles senkrecht steht (Fig. 1 und Bild des Meßgefäßes). Der zur Erzeugung des Ultraschalles verwendete Piezoquarz (5) im Ausmaße von  $20 \times 20 \times 1,5$  mm wurde durch eine Feder, welche auf die bernsteinisolierte Elektrode (7)

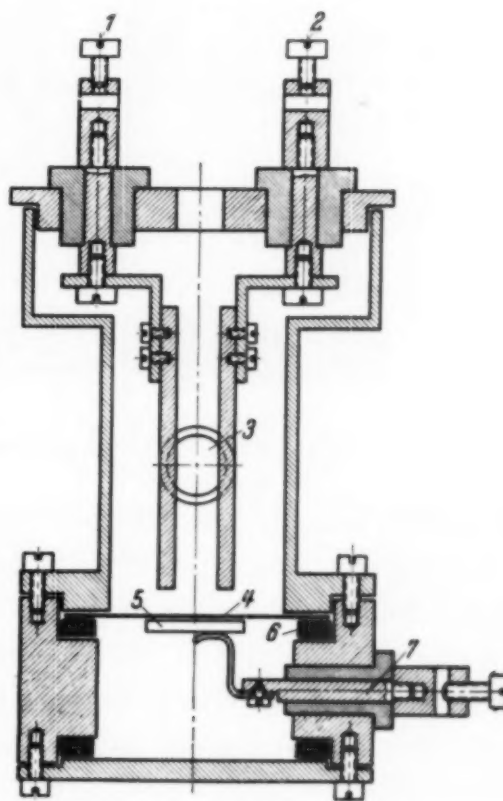


Fig. 1. Meßgefäß.

<sup>1)</sup> W. Meyer, ZS. f. Phys. **102**, 279, 1936. — <sup>2)</sup> G. Jaffé, Ann. d. Phys. **28**, 326, 1909; **32**, 148, 1910. — <sup>3)</sup> E. v. Schweidler, ebenda **24**, 711, 1907.

angeschraubt war, gegen die Metallmembrane (4) gedrückt. Durch letztere erreicht man eine Trennung des Ultraschallraumes vom Meßraume und gleichzeitig durch Erdung des Gefäßes, das mit der Metallmembrane in Berührung stand, eine allseitige Abschirmung der Elektroden. Zur Dichtung (6) des mit Paraffinöl gefüllten Quarzgefäßes kamen Gummiringe in Verwendung. Bernsteinisierte Klemmen (1), (2) tragen im Abstand von 10 mm die Plattenelektroden, welche 2,5 mm dick sind und deren Fläche  $25 \times 84$  mm beträgt. Zeitweise mußte ein Thermoelement verwendet werden, welches im gegebenen Falle durch die Öffnung des Gefäßes

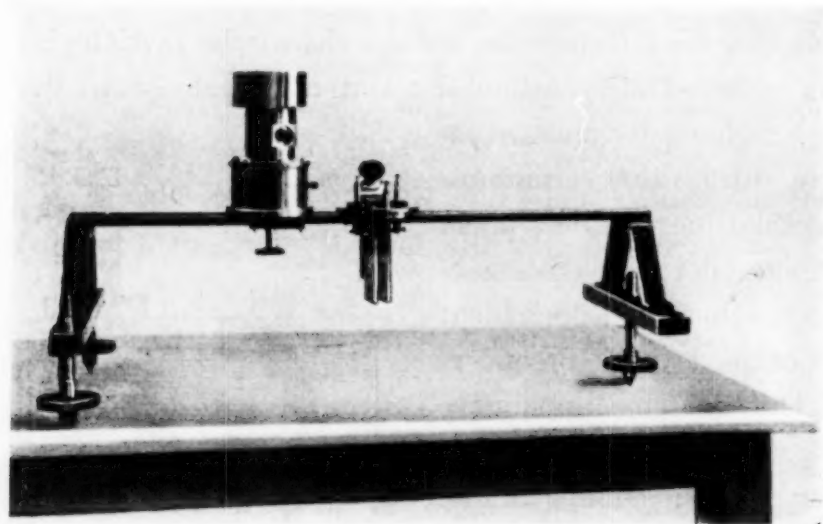


Fig. 2. Meßgefäß mit abgehobenem, daneben befindlichem Deckel.

eingeführt wurde. Um jederzeit die Konstanz des Ultraschallwellenfeldes feststellen zu können, sind diametral zwei Fenster (3) im oberen Gefäßraum eingebaut. Zu dieser Kontrolle gelangte die optische Methode von Debye und Sears<sup>1)</sup> in Anwendung, bei welcher die Beugung des Lichtes an Ultraschallwellen zur Untersuchung der sich in der Flüssigkeit ausbildenden elastischen Welle benutzt wird. Mit Hilfe eines Okularmikrometers wurde während der Leitfähigkeitsmessung von einem zweiten Beobachter die Lage der Beugungsspektren auf ihre Unveränderlichkeit geprüft. Mit Ausnahme der Membrane, welche unter Berücksichtigung der Schallhärte aus Stahl war, bestanden sämtliche Metallteile des Meßgefäßes aus Messing.

Zur Erzeugung des Ultraschalles diente ein piezoelektrischer Sender, der in Dreipunktschaltung mit zwei parallel geschalteten Röhren der Type Telefunken RV 258 betrieben wurde. Im gekoppelten Quarzkreis konnte,

<sup>1)</sup> P. Debye u. F. W. Sears, Proc. nat. Acad. Sci. (Wash.) **18**, 409, 1932.



wenn in demselben an Stelle des Piezoquarzes eine Glühlampe von 75 Watt als Leistungsindikator eingeschaltet wurde, dieselbe zum hellsten Leuchten gebracht werden. Die Messung der Ströme  $J = C \frac{dV}{dt}$  erfolgte mit einem Quadrantenelektrometer mit jeweils verschiedener Spannungsempfindlichkeit im Bereiche von 667 bis 112 partes pro Volt. Die Eichung des verwendeten Pt-Rh-Thermoelements wurde mit einem Thermostaten durchgeführt, dessen Temperatur auf  $0,10^\circ\text{C}$  genau konstant gehalten werden konnte. Mittels eines Drehspulen-Spiegelgalvanometers von der Empfindlichkeit  $10^{-8}$  Amp. wurde der Thermostrom registriert, wobei 47,9 Skalenteilen ein Temperaturanstieg von  $10^\circ\text{C}$  entsprach.

Es sei ganz besonders hervorgehoben, daß für beste Abschirmung aller Zuleitungen und ebenso für einwandfreie Isolation, die vor jeder Versuchsreihe neuerdings überprüft wurde, gesorgt war.

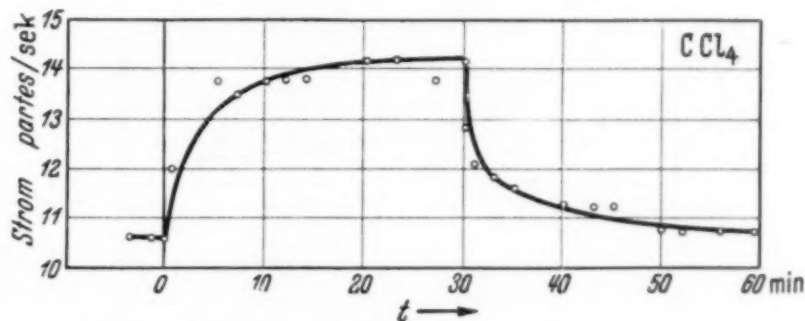


Fig. 3. Leitfähigkeitsänderung von Tetrachlorkohlenstoff durch Ultraschall; Beschallungsdauer 30 Minuten.

*Ausführung der Messungen und ihre Ergebnisse.* Die zur Untersuchung herangezogenen Flüssigkeiten waren undestillierter und destillierter Tetrachlorkohlenstoff, Hexan und Toluol. An ihnen wurde einerseits der Aufladestrom mit und ohne Ultraschall gemessen, andererseits die Einwirkung des Ultraschalles erst nach Erreichung der Dauerleitfähigkeit geprüft.

*Undestillierter  $\text{CCl}_4$  (Fig. 3).*  $T = 20^\circ\text{C}$ , 21 Volt durch 6 Stunden angelegt, dann US. eingeschaltet und nach 30 min wieder abgeschaltet.

*Ergebnis.* Die Dauerleitfähigkeit wird durch US. erhöht. Es kommt zur Ausbildung eines konstanten Stromes, der 30 min nach dem Abschalten des US. den ursprünglichen Wert fast erreicht. Die Erhöhung beträgt 31 % des normalen Stromwertes.  $I_0 = 22,2 \cdot 10^{-14}$  Amp.,  $I_{\text{US}} = 29,3 \cdot 10^{-14}$  Amp.

Dreimalige Destillation von  $\text{CCl}_4$  setzte die Leitfähigkeit um eine Zehnerpotenz herunter, und bei Einwirkung des Ultraschalles stieg sie um 36 % an. Zwei Minuten nach Abschalten des US. sank sie auf den früheren Wert.

Zwecks Berücksichtigung der Leitfähigkeitserhöhung durch den Temperaturanstieg wurde folgende Versuchsreihe ausgeführt (Fig. 4):

- a) Aufladestrom bei  $T = 20^{\circ}\text{C}$ ;
- b) Aufladestrom bei  $T = 30^{\circ}\text{C}$ ;
- c) Aufladestrom bei  $T = 20^{\circ}\text{C}$  und gleichzeitiger Einwirkung des US.

Nach beendeter Messung konnte festgestellt werden, daß die Temperaturerhöhung durch US.  $3,44^{\circ}\text{C}$  betrug.

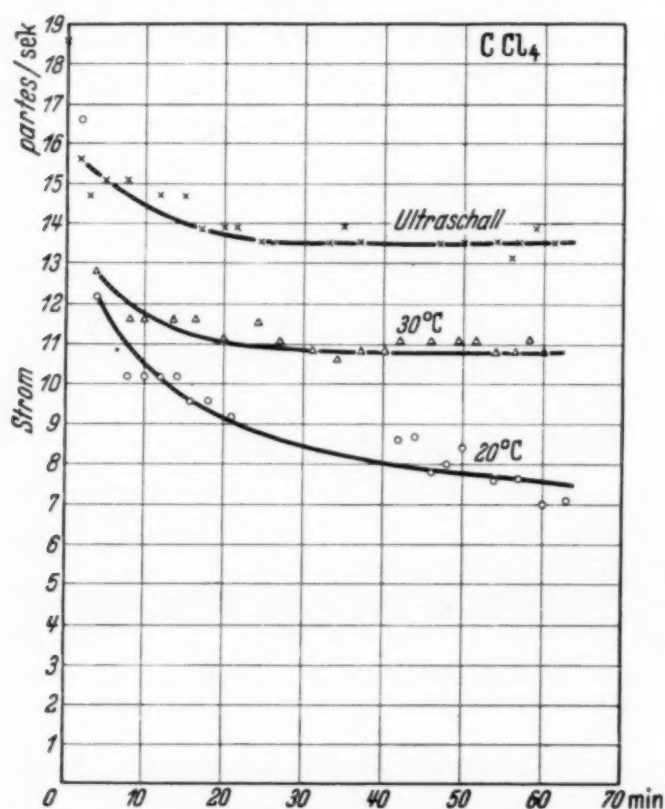


Fig. 4. Aufladestrom und seine Beeinflussung durch Temperatur und Ultraschall, gemessen an Tetrachlorkohlenstoff.

Somit wurde die letzte Stromkurve bei einer Temperatur von  $23,44^{\circ}\text{C}$  gemessen. Dennoch liegt sie höher als jene, welche bei  $30^{\circ}\text{C}$  aufgenommen worden ist.

Um beurteilen zu können, wie weit die Verunreinigungen in die Diskussion der Versuchsergebnisse einbezogen werden müssen, erfolgten Messungen an elektrisch gereinigtem  $\text{CCl}_4$ . Dazu wurden 600 Volt durch 46 Stunden verwendet. Der bei 50 Volt ohne US. gemessene Aufladestrom der auf diese Art gereinigten Flüssigkeit unterschied sich in seinen Werten nur wenig von jenen, die nach erfolgter Einwirkung des US. erhalten wurden.

Als charakteristische Kurvenform, die man erhält, wenn die Strommessungen nahe dem Erreichen der Dauerleitfähigkeit fortgesetzt werden,

sei noch die Fig. 5 für undestilliertes Toluol gegeben. Beim Ein- und Ausschalten des US. zeigen sich immer wieder der steile An- und Abstieg der Stromwerte. Einen anderen Kurvenverlauf zeigt Fig. 6, wo der US. bald nach Beginn der Messung einwirkte. Der Stromanstieg beträgt 58 %.

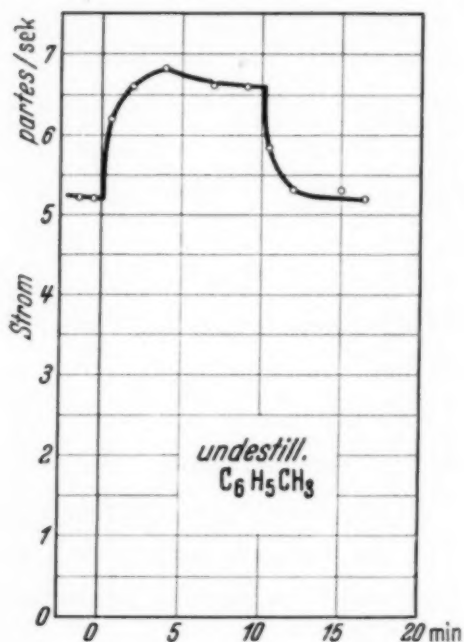


Fig. 5. Typische Kurvenform für die Leitfähigkeitsänderung durch Ultraschall, wenn die Beschallung der Flüssigkeit erst nahe dem Erreichen der Dauerleitfähigkeit einwirkt.

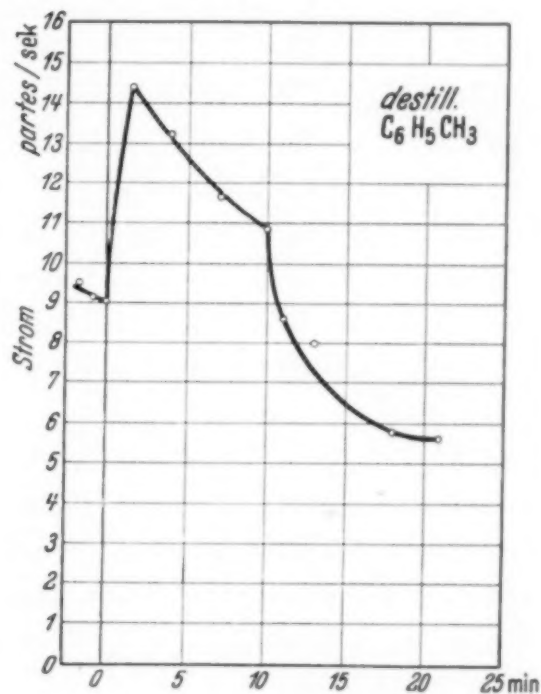


Fig. 6. Messung an destilliertem Toluol. Einwirkung des U. S. kurze Zeit nach Beginn der Messung. Gleichzeitige Ausbildung der Gegenspannung erkennbar.

Zufolge der sich ausbildenden Gegenspannung sinkt der Strom ab. Ein deutlicher Knick läßt erkennen, daß der US. abgeschaltet wurde.

Bei destilliertem Hexan liegen die Stromwerte tiefer als bei undestilliertem, aber die Wirkung des Ultraschalles ist bei ersterem größer. Sie betrug 47 %.

Der experimentelle Teil dieser Arbeit wurde gemeinsam mit Kainradl<sup>1)</sup> durchgeführt. Eine umfangreiche Erweiterung der Untersuchungen, die sich auch auf Paraffinöl und Xylol erstrecken, beinhaltet seine Dissertation.

*Diskussion der Versuchsergebnisse.* Da gleich nach den Vorversuchen die Absicht bestand, die beobachteten Vorgänge mit jenen in ionisierten Gasen zu vergleichen, wurde die für die Hauptversuche verwendete Apparatur Fig. 1 nach bestimmten Gesichtspunkten konstruiert. Das elektrische Feld sollte senkrecht zum Schallstrahl gerichtet, die Elektrodendistanz ver-

<sup>1)</sup> P. Kainradl, Dissertation, Univ. Wien 1940.

hältnismäßig groß sein und die Plattenenden sollten einige mm oberhalb der schallabstrahlenden Membrane liegen. Begründet werden diese Forderungen durch die Tendenz, die Verunreinigungen, die man natürlich auch bei den sorgfältigst auf elektrischem Wege und durch Destillation gereinigten Flüssigkeiten nicht gänzlich außer acht lassen kann, nicht als alleinigen maßgebenden Faktor für die Änderung der elektrischen Leitfähigkeit durch Einwirkung des Ultraschalles heranziehen zu müssen. Von der Membrane abgeschleuderte Teilchen können nicht sofort nach dem Einschalten des Ultraschalles in das elektrische Feld gelangen. Somit sind, wenn es sich um eine elektrische Reinigung handelte, bloß die an den Elektroden abgeschiedenen Teilchen für eine Vergrößerung der Leitfähigkeit zu berücksichtigen, da sie durch die zum Schwingen angeregten Elektroden in die Strombahn befördert werden könnten. Aufschluß darüber gab ein Versuch, bei welchem in elektrisch gereinigter Flüssigkeit unmittelbar nach dem Abschalten des Ultraschalles die Stromwerte sich nur wenig von jenen, die vor der Ultraschalleinwirkung gemessen wurden, unterschieden. Es muß sich daher um Prozesse handeln, die sich nicht an den Elektrodenoberflächen, sondern in der Flüssigkeit selbst abspielen und die sogleich nach dem Einschalten des Ultraschalles eingeleitet und nach dem Abschalten desselben wieder in kürzester Zeit abgebrochen werden.

Eine Erhöhung der Leitfähigkeit  $\lambda = n \cdot \varepsilon \cdot k$  kann zurückgeführt werden auf eine Vergrößerung der Anzahl der Ladungsträger  $n$  oder ihrer Beweglichkeit  $k$  ( $\varepsilon$  = Ladung eines Ions). Möglicherweise handelt es sich bei den hier mitgeteilten Untersuchungen um einen Fall, der dem eines dichten Gases analog ist, so daß man das Vorhandensein von Komplexionen annehmen kann, die dadurch entstehen, daß sich um ein ladungstragendes Zentralmolekül neutrale Molekel anlagern. Durch Einwirkung des Ultraschalles kann eine Aufspaltung derselben stattfinden, wodurch eine Zunahme von  $\lambda$  verständlich wäre.

Daß die angegebenen Leitfähigkeitserhöhungen im allgemeinen niedriger sind als die von Meyer<sup>1)</sup> gefundenen, ist auf die andere Konstruktion des von ihm verwendeten Meßgefäßes zurückzuführen. Wohl wurde auch hier eine Trennung des Schallerregerraumes vom Meßraum vorgenommen; doch ist die Membrane gleichzeitig Quarzelektrode und Feldelektrode. Auch ist die Distanz zwischen letzterer und der Meßelektrode in den meisten Fällen bloß 1,5 mm. Daß in diesem Falle Verunreinigungen eine große Rolle spielen, ist wohl richtig. Dennoch wird auch hier das plötzliche Ab-

<sup>1)</sup> W. Meyer, l. c.



sinken des Stromes nach Abschalten des Ultraschalles nicht durch sie allein gerechtfertigt. Meyer bringt ja auch in seiner Arbeit zwei Kurven, die eine geringfügige Anteilnahme des Flüssigkeitsvolumens erkennen lassen, wenn die Abstände der Elektroden vergrößert werden. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit, die Elektrodendistanz entsprechend zu wählen, um eine Einwirkung des Ultraschalles auf die Flüssigkeit beobachten zu können. Für die Vergrößerung der Leitfähigkeit ist auch noch zu berücksichtigen, daß immer dann, wenn ein Ladungsträger dem elektrischen Feld und dem Schallstrahlungsdruck gleichzeitig ausgesetzt ist, er in der einen Halbperiode eine größere Beweglichkeit haben wird als in der anderen. Eine Beweglichkeitsänderung in diesem Sinne wird aber bei senkrecht aufeinander einwirkenden Feldern bedeutungslos sein.

Die hier mitgeteilten Versuchsergebnisse wurden bei verhältnismäßig kleinen Feldstärken gewonnen. Denn große Feldstärken würden, was auch Meyer nicht unerwähnt läßt, aus der auf der schwingenden Elektrode befindlichen Adsorptionsschicht entsprechend mehr Ladungsträger in die Flüssigkeit einbringen. Es wurden daher Spannungen von einigen hundert Volt wohl zur elektrischen Reinigung, nicht aber zur Messung verwendet.

Der plötzliche Stromanstieg in Fig. 3 und das Zustandekommen eines konstanten maximalen Stromwertes kann auf die Aufspaltung der zu Komplexen verbundenen Molekülgruppen durch den Schallstrahlungsdruck und der gleichzeitigen Rekombination der Ionen zurückgeführt werden. Zwischen beiden Prozessen wird sich ein stationärer Zustand herstellen. Gleich nach dem Abschalten des Ultraschalles geht die Wiedervereinigung rasch vor sich, der Strom sinkt ab, und zwar in vielen Fällen bis auf den ursprünglichen Wert.

*Zusammenfassung.* Von Tetrachlorkohlenstoff, Toluol und Hexan wurde die Leitfähigkeitsänderung bei Einwirkung von Ultraschall untersucht. Verunreinigungen wurden nach Möglichkeit ausgeschieden und die Messungen bei kleinen Feldstärken unter Aufnahme von Strom-Zeitkurven ausgeführt. Immer wieder zeigte sich eine Leitfähigkeitserhöhung, die als ein Effekt im Flüssigkeitsvolumen gedeutet und auf Vorgänge, ähnlich jenen in dichten Gasen, zurückgeführt wird.

Wien, I. Physikalisches Institut der Universität.

---

(Mitteilung aus dem Laboratorium für Elektronenoptik der  
Siemens & Halske A.-G. Berlin.)

## Über Fortschritte bei der Abbildung elektronenbestrahlter Oberflächen.

Von E. Ruska und H. O. Müller.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 13. Juli 1940.)

Während die Mikroskopie dünner von schnellen Elektronen durchstrahlter Objekte<sup>1) 2)</sup> durch die Entwicklung einsatzfähiger Geräte<sup>3)</sup> in den letzten Jahren in rasch steigendem Ausmaß auf den verschiedensten Arbeitsgebieten sich als nützlich erwiesen hat, ist bisher die mikroskopische Beobachtung von Oberflächen mittels schneller Elektronen<sup>4)</sup> kaum angewandt worden. Die Schwierigkeiten dieser Methode liegen in der starken Geschwindigkeitsstreuung, der die von der Oberfläche zurückgestreuten Elektronen unterliegen, sowie darin, daß die zurückgestreute Strahlung sich auf einen sehr großen Winkelbereich verteilt, im Gegensatz zu dem äußerst feinen bestrahlenden Elektronenbündel. Der erste Umstand verursacht Bilder mit starken „chromatischen“ Fehlern, da die Elektronenlinsen nur Strahlen einheitlicher Geschwindigkeit zu scharfen Bildern vereinigen können. Der zweite Umstand verringert die erreichbare Bildhelligkeit erheblich, da bei der äußerst kleinen Abbildungsapertur der Elektronenlinsen mit der weitgehenden Zerstreuung des engen bestrahlenden Elektronenbündels ein sehr erheblicher Intensitätsverlust verbunden ist.

Bei den früheren Versuchen<sup>4)</sup> wurden bestrahlte Oberflächen in etwa achtfacher Vergrößerung in einer Abbildungsstufe auf einem Leuchtschirm abgebildet und dort photographisch festgehalten. Dabei betrug die Auflösung etwa 20 bis 30  $\mu$ . Entsprechende Versuche wurden neuerdings fortgesetzt und dabei die technischen Verfahren der Übermikroskopie benutzt (Einschleusung von Objekt und Platte ins Vakuum; Glühkathoden zur Bestrahlung; besondere Kondensorlinse und zweistufige Abbildung). Zu den Versuchen wurde das früher für Durchstrahlungsversuche beschriebene Gerät<sup>5)</sup> so umgebaut, daß der Bestrahlungsteil senkrecht zur Abbildungsachse liegt. Eine nach dem Prinzip der damals erprobten Schliffschleuse<sup>5)</sup>

<sup>1)</sup> M. Knoll u. E. Ruska, Ann. d. Phys. **12**, 607, 1932; ZS. f. Phys. **78**, 318, 1932. — <sup>2)</sup> B. v. Borries u. E. Ruska, ZS. f. Phys. **83**, 187, 1933. — <sup>3)</sup> B. v. Borries u. E. Ruska, Naturwissensch. **27**, 577, 1939; ZS. f. wiss. Mikr. **56**, 317, 1939. — <sup>4)</sup> E. Ruska, ZS. f. Phys. **83**, 492, 1933. — <sup>5)</sup> B. v. Borries u. E. Ruska, Wiss. Veröff. Siemens-W. **17**, 99, 1938.

arbeitende Objektschleuse mit der Möglichkeit einer axialen Objektbewegung wurde mit der Objektivspule fest zusammengebaut (Fig. 1). Wir

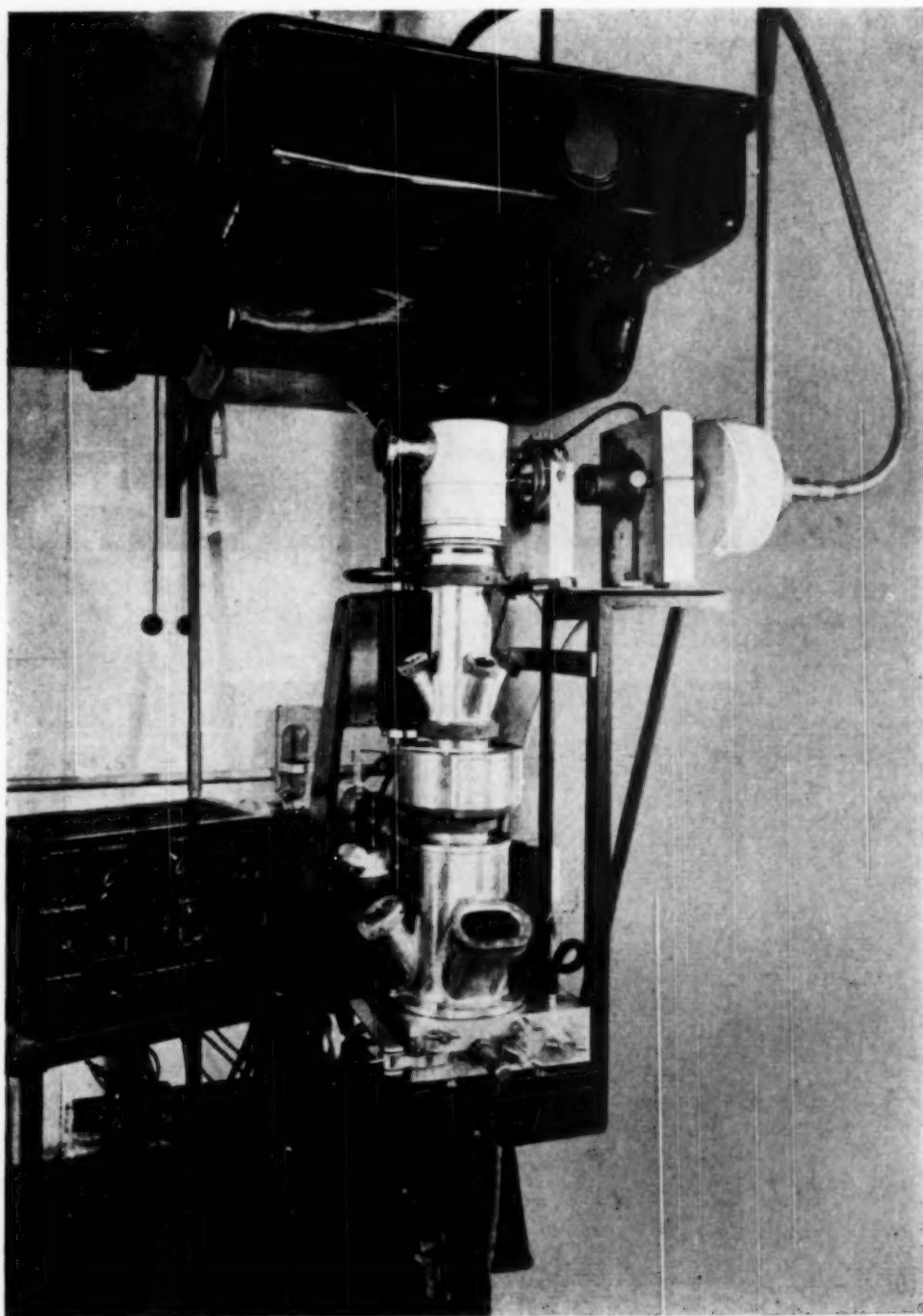


Fig. 1. Versuchsanordnung.

erhielten mit diesem Gerät bis 800fach elektronenoptisch vergrößerte Bilder von Metalloberflächen mit einem Auflösungsvermögen von 1 bis 2  $\mu^*$ ).

---

\*) Inzwischen sind 0,5  $\mu$  erreicht.

Fig. 2 zeigt eine unter  $5^\circ$  bestrahlte angeätzte Messingoberfläche mit dem zugehörigen Lichtbild, Fig. 3 eine geätzte Eisenfläche. Bei den Aufnahmen von Oberflächen verschiedenen Materials bei verschiedener Oberflächen-

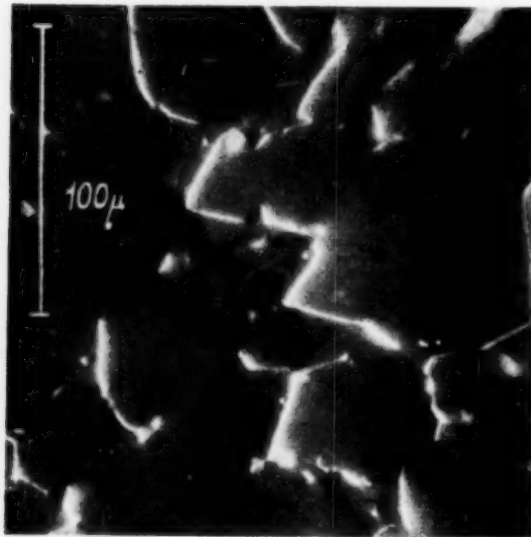


Fig. 2. Messing geätzt.  
Bestrahlungswinkel  $5^\circ$ , Strahlspannung 40 kV,  
Elektronenoptisch 290 : 1.

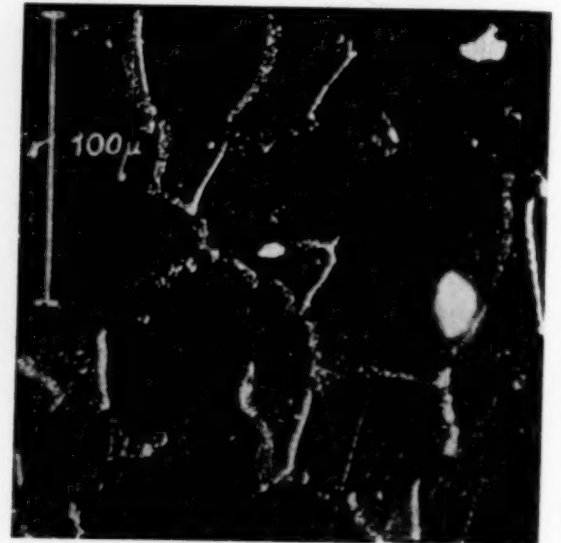


Fig. 3.  
Lichtbild zu Fig. 2. Lichtoptisch 200 : 1.



Fig. 4. Eisen geätzt. Bestrahlungswinkel  $5^\circ$ ,  
Strahlspannung 40 kV, Elektronenoptisch 330 : 1.

behandlung (Eisen, Kupfer, Messing; geschliffen, durch Sandstrahl aufgerauht, angeätzt) zeigte sich, daß das Relief der Oberfläche durch den scharf gebündelten Strahl infolge der Schlagschattenwirkung gut wiedergegeben wird, insbesondere zeigen sich die Grenzen der verschieden tief



abgeätzten Kristalle. Aber auch sehr flache strichartige Schleifmulden sowie einzelne kleine erhabene oder vertiefte Stellen zeigen sich deutlich im Bestrahlungsbild. Für den Wert der Auflichtmikroskopie mit Elektronen wird es wichtig sein, ob Unterschiede in der stofflichen Zusammensetzung der einzelnen Kristalle auch bei ebener Oberfläche infolge verschieden über den Winkelbereich verteilter Rückstreuung zu Bildkontrasten führen, so daß sich Struktureinheiten des Objektes und nicht nur lediglich Unebenheiten der Oberfläche abbilden. Die Deutung solcher Oberflächenbilder muß dann im einzelnen noch ausgearbeitet werden.

Der unmittelbaren<sup>1)</sup> Abbildung mittels schneller rückgestreuter Elektronen zugänglich sind beliebige Oberflächen, insbesondere aus dem Gebiet der Metallographie. Ein Vorteil der Methode gegenüber der elektronenoptischen Emissionsbeobachtung<sup>2)</sup> liegt in dem Umstand, daß sie bei allen Temperaturen anwendbar ist und keine besondere Präparation verlangt, um die Oberflächen elektronenemittierend zu machen. Nach den üblichen metallographischen Verfahren angeätzte Schliffe können daher bei Zimmertemperatur und bei den Gefügeumwandlungstemperaturen betrachtet werden, wobei die letztere Beobachtung lichtoptisch nicht möglich ist.

---

<sup>1)</sup> Eine mittelbare Abbildung von Metalloberflächen mit schnellen Elektronen im Durchstrahlungsmikroskop hat kürzlich H. Mahl (Metallwirtschaft **21**, 488, 1940) gezeigt. Hierbei werden Filme auf der Oberfläche erzeugt bzw. auf ihr abgedrückt, die nach ihrer Ablösung von der Oberfläche deren Reliefstruktur im Durchstrahlungsbild wiedergeben. — <sup>2)</sup> E. Brüche u. H. Johannson, ZS. f. techn. Phys. **14**, 487, 1933.

(Mitteilung aus dem Laboratorium für Elektronenoptik der Siemens & Halske A.-G. Berlin.)

## Sublichtmikroskopische Auflösungen bei der Abbildung von Oberflächen im Übermikroskop.

Von **B. v. Borries**, Berlin.

Mit 10 Abbildungen. (Eingegangen am 8. August 1940.)

Eine Metalloberfläche, die gegen die Objektivachse des Übermikroskops um einen kleinen Winkel geneigt ist, wird unter einem ebenfalls kleinen Winkel mit schnellen Elektronen bestrahlt. Die durch die rückgestreuten Elektronen bewirkte zweistufige Abbildung der Metalloberflächen liefert Bilder, die bei bis zu 14 000 facher Vergrößerung beobachtet und aufgenommen werden können. Es wird eine Auflösung von 50 m $\mu$  unmittelbar, eine solche von 25 m $\mu$  mittelbar nachgewiesen, so daß das Übermikroskop auch für Oberflächenuntersuchungen die Auflösungsgrenze des Lichtmikroskopes unterschritten hat. Ein Nachteil des Verfahrens liegt darin, daß infolge der Neigung des Objekts gegen die Achse die abzubildende Oberfläche in starker Verkürzung erscheint. — Ätzbilder verschiedener Eisensorten zeigen charakteristische Unterschiede. Das Maß der Oberflächenebenheit neuer und benutzter Endmaße wird bestimmt. Schließlich können Fremdkörper auf glatten Flächen erkannt und vermessen werden.

Schon bald nach dem Bekanntwerden der ersten elektronenmikroskopischen Versuche war sichergestellt worden<sup>1)</sup>, daß Abbildungen auch mit solchen schnellen Elektronen erzielt werden können, die von einer bestrahlten Metalloberfläche zurückgestreut sind. Während damals in einstufiger Vergrößerung ein Auflösungsvermögen von 20 bis 30  $\mu$  erreicht wurde, ergaben neuerdings<sup>2)</sup> durchgeführte Versuche mit einer ähnlichen Anordnung bei zweistufiger Vergrößerung ein Auflösungsvermögen von 0,5  $\mu$ . Diesen beiden Untersuchungen war gemeinsam ein fester Winkel von 90° zwischen bestrahlendem Strahlengang (Achse von Strahlerzeuger und Kondensor) und abbildendem Strahlengang (Achse von Objektiv bzw. Objektiv und Projektiv).

Im folgenden soll über ähnliche Versuche berichtet werden, die sich von den bisherigen Arbeiten dadurch unterscheiden, daß der Winkel zwischen abbildendem und bestrahlendem Strahlengang beträchtlich kleiner war. Ein Schema der Anordnung ist in Fig. 1 gegeben. Als Versuchsaufbau wurde

<sup>1)</sup> E. Ruska, ZS. f. Phys. **83**, 492, 1933. — <sup>2)</sup> E. Ruska u. H. O. Müller, ebenda **116**, 366, 1940.

unser früher beschriebenes<sup>1)</sup> Versuchsgerät verwendet, bei dem zwischen Objektiv und Objektschleuse zur Erzielung der Neigung  $\beta$ , die vorerst mit  $8^\circ$  gewählt wurde, ein keilförmiges Zwischenstück eingebaut wurde. Der Strahl, der vom Kondensor gebündelt wird, trifft im Schnittpunkt von Kondensorachse und Objektivachse auf das Objekt, das in der Regel gegen beide Achsen um je den Winkel  $\beta/2$  geneigt ist. Durch andere Schrägstellung des Objekts kommt jedoch der Bestrahlungswinkel zwischen  $0^\circ$  und  $8^\circ$  und der Betrachtungswinkel entsprechend zwischen  $8^\circ$  und  $0^\circ$  gewählt werden. Die Möglichkeit, das Objekt einzuschleusen und axial sowie quer zur Achse gegenüber dem Objektiv zu verschieben, blieb erhalten.

Die das Bild erzeugenden, vom Objekt in die Objektivöffnung abgestreuten Elektronen haben nur eine relativ geringe Änderung ihrer Richtung um den Winkel  $\beta$  erfahren. Es ist zu erwarten, daß im Gebiet der Vielfachstreuung ihr mittlerer Geschwindigkeitsverlust kleiner ist als der solcher Elektronen, die um größere Winkel abgestreut sind, wie sie bei Anordnungen mit größerem  $\beta$  zur Bilderzeugung verwendet werden. Bezüglich des chromatischen Fehlers dürfte ein kleines  $\beta$  also günstiger sein. Auch für die Intensitätsverhältnisse ließen sich bei der hier gewählten Anordnung günstigere Ergebnisse erhoffen als bei größeren Neigungswinkeln, so

daß es möglich schien, bei noch ausreichender Lichtstärke kleinere Objektivaperturen zu verwenden, die hier nicht durch die Kondensorapertur, sondern ausschließlich durch die Objektivblendenapertur<sup>2)</sup> bestimmt werden. Damit würden sich Öffnungsfehler und chromatischer Fehler in engeren Grenzen halten lassen. Ein Nachteil dieses Verfahrens liegt darin, daß das Objekt nicht in der gewohnten senkrechten Projektion, sondern in außerordentlicher Verkürzung abgebildet wird, so daß die entstehenden Bilder

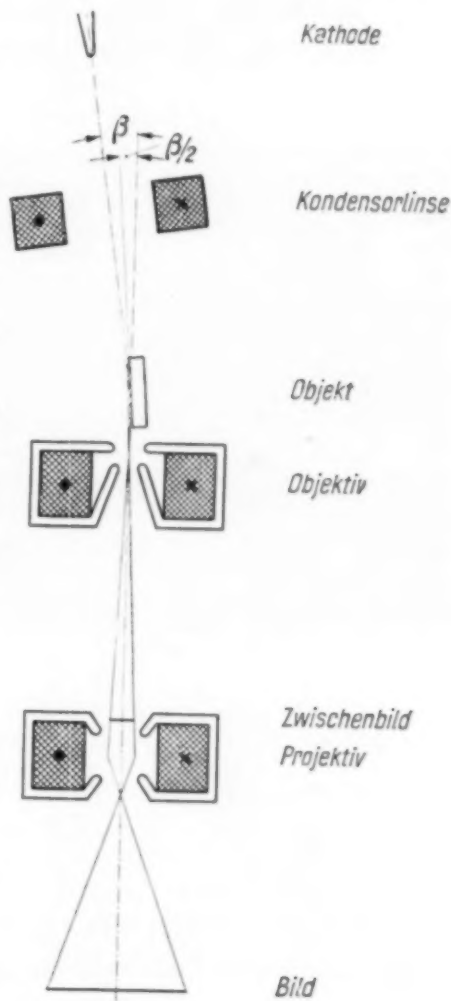


Fig. 1. Schema des Strahlenganges.

<sup>1)</sup> B. v. Borries u. E. Ruska, Wissensch. Veröff. Siemens **17**, 99, 1938. —  
<sup>2)</sup> B. v. Borries u. E. Ruska, Die Naturwissensch. **27**, 281, 1939.

nicht ohne weiteres an lichtmikroskopische Aufnahmen angeschlossen werden können, sondern gedeutet werden müssen. Ein weiterer Einwand, daß jeweils nur ein Teil des Objektfeldes wegen des verschiedenen Abstandes zum Objektiv gleichzeitig scharf sein kann, wiegt wegen der großen Tiefenschärfe der übermikroskopischen Abbildung nicht so schwer.

Die erhaltenen Bilder bestätigen diese Überlegungen. Bemerkenswert ist zunächst, daß trotz Verwendung kleiner Objektivaperturen ( $\alpha_0 \approx 4 \cdot 10^{-3}$ )

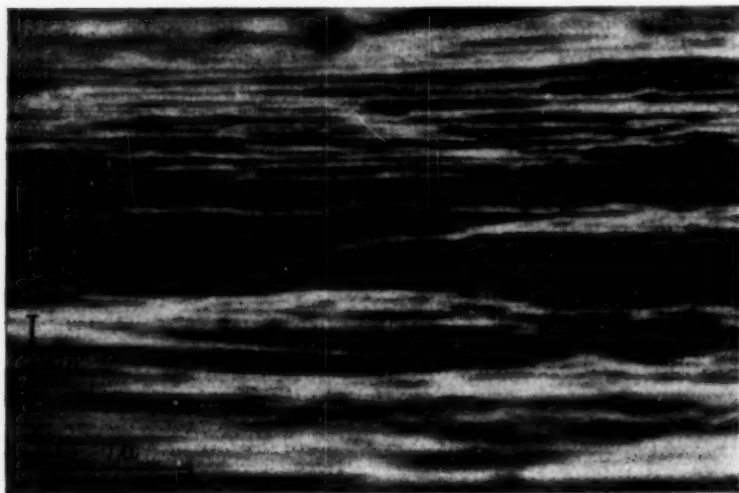


Fig. 2. Oberflächenbild eines blanken Silberblechs. Elektronenoptisch 13600:1. Die dem Objektiv nächste Seite des Objektes ist hier, wie bei allen anderen Bildern, unten.

Aufnahme: A. Lehmann.

2346/40

sehr lichtstarke Abbildungen erhalten wurden, die die unmittelbare Beobachtung und Aufnahme bei einer Vergrößerung bis etwa 15000 gestattete (vgl. Fig. 2). Der waagerechte Maßpfeil in Fig. 2 entspricht der angegebenen elektronenoptischen Vergrößerung, während für die senkrechte Richtung dieser Maßstab zu multiplizieren ist mit dem Tangens des Winkels, den die Objektfläche mit der Objektivachse bildet. Im vorliegenden Fall ist er also bei  $\beta/2 = 4^\circ$  um den Faktor 14,2 kleiner. Die Bilder sind alle so wiedergegeben, daß der dem Objektiv nächste Objektteil im Bild unten ist.

Annähernd ebene Objekte ähneln in ihrem Aussehen einer von den abgeblendeten Scheinwerfern eines entgegenkommenden Autos beleuchteten Landstraße und wirken zum Teil außerordentlich plastisch. Die Tiefenschärfe ist über einen genügenden Bildteil ausreichend. Benötigt man einen Überblick über größere Objektteile, so kann man mehrere, aneinander anschließende Bilder mit verschiedener Schärfeneinstellung aufnehmen (Fig. 3a bis c).

Man könnte daran denken, die Bilder nachträglich lichtoptisch zu entzerren. Dabei würde man jedoch nur so lange auswertbare Bilder erhalten, als die darzustellenden Einzelheiten in einer Ebene liegen. Um diese Forderung möglichst weitgehend zu erfüllen, würde man zweckmäßigerweise



die Ätzung bei der metallographischen Untersuchung von Metallen nur schwach wählen, weil dann nur geringe Abweichungen von der ursprünglich ebenen Oberfläche zu erwarten sind. — Die Entzerrung der Bilder kann man auch elektronenoptisch dadurch erreichen, daß man die photographische Platte bei der Aufnahme im gleichen Winkel wie das Objekt gegen die Mikroskopachse neigt. Infolge der sehr großen Tiefenschärfe im Bildraum werden hierdurch keine zusätzlichen Unschärfen des Bildes verursacht.

Ein vollständiges *räumliches Bild* kann man beim Rückstrahlungsverfahren wie bei der Durchstrahlungsmikroskopie durch stereoskopische Aufnahmen erhalten. Bei der großen Bedeutung, die die Schatten für die Auflichtbilder haben, sollte man dabei den Bestrahlungsapparat einschließlich des Objekts mit dem Objekt als Mittelpunkt um den Stereowinkel schwenken, damit das Objekt in beiden Stereobildern in gleicher Weise beleuchtet ist. Es ist aber zu erwarten, daß man auch dann schon einen räumlichen Bildeindruck erhält, wenn man die in der Durchstrahlungsmikroskopie übliche und einfachere Methode verwendet, bei der nur das Objekt geschwenkt wird.

Da man aus Intensitätsgründen die Objekte mit einer höheren Stromdichte als beim Durchstrahlungsverfahren belasten muß und zudem von der auftreffenden Strahlung ein größerer Anteil im Objekt absorbiert wird, spielen die Fragen der *Erwärmung* beim Rückstrahlungsverfahren eine größere Rolle als beim Durchstrahlungsverfahren. Eine energische Objektkühlung ist daher notwendig.

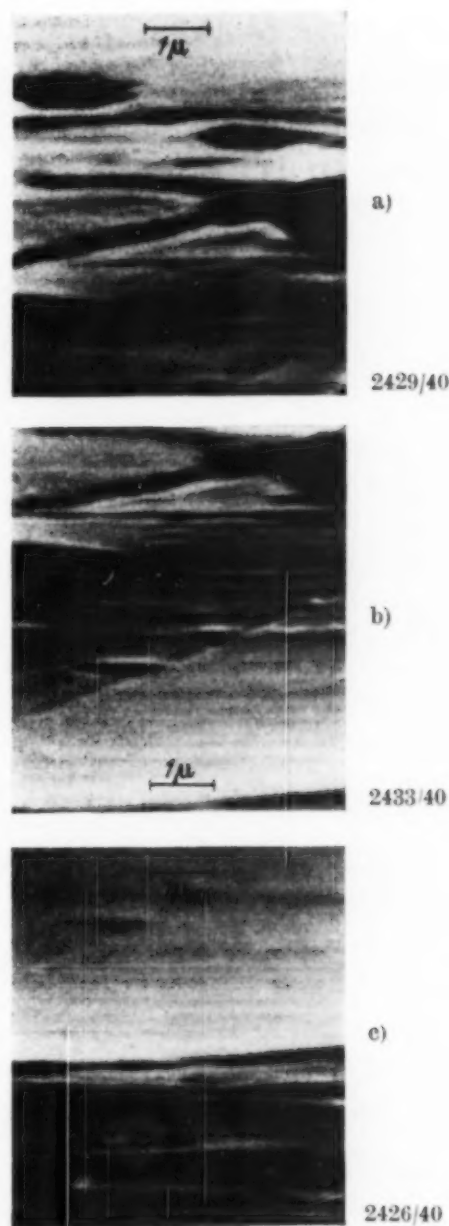


Fig. 3. Grauguß geätzt.  
Elektronenoptisch 7100 : 1.  
Abbildung 6400 : 1.

In jedem der drei Teilbilder ist etwa die Mitte scharf gestellt. Die Mitte von a) stellt das Gebiet dar, daß bei b) am oberen Bildrand bereits unscharf ist. Entsprechend ist die Mitte von c) mit dem unteren Rand von b) identisch. Man gewinnt durch eine solche Bildreihe auch von größeren Gebieten aneinanderanschließende, scharfe Teilbilder. Aufnahme: A. Lehmann.

Während bei der Durchstrahlungsmikroskopie eine *Aufladung der Objekte* nicht in nennenswertem Maße stattfindet, weil die Sekundäremission zur Kompensation der geringen, absorbierten Ladung ausreicht, entstehen bei der Abbildung von Oberflächen isolierender Körper durch

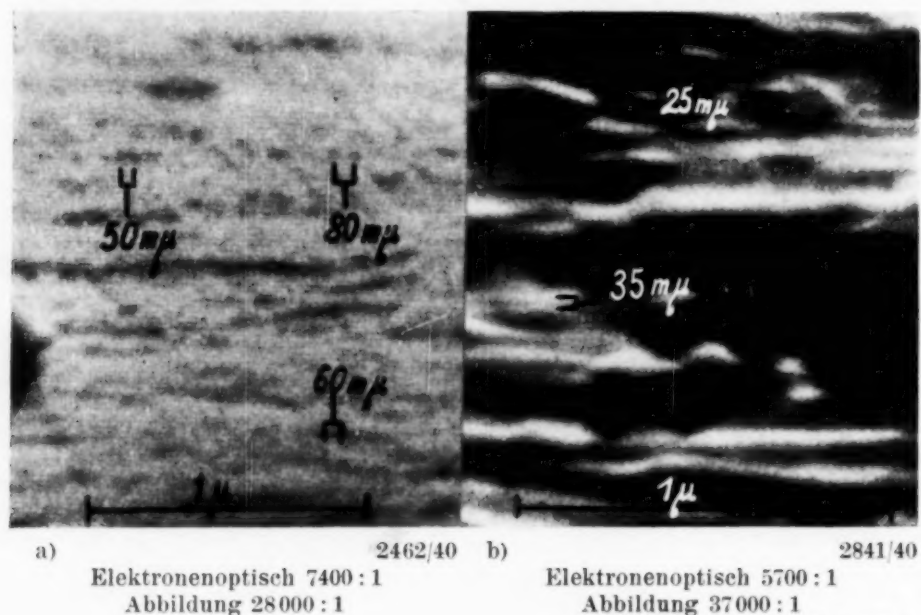


Fig. 4. Zum Nachweis des Auflösungsvermögens. Bei a) ist jeweils der waagerechte Abstand zweier, von zwei rundlichen Objekten herrührender Schatten gekennzeichnet, während bei b) der senkrechte Abstand zweier hellbestrahlter Erhebungen angemerkt ist.

Aufladung Schwierigkeiten, weil die absorbierte Ladung hier größer ist. So war es bisher nicht möglich, die Oberfläche eines Glases abzubilden.

Das *Auflösungsvermögen* kann wie bei Durchstrahlungsbildern oder bei optischen Auflichtbildern durch den Abstand zweier getrennt wiedergegebener Punkte nachgewiesen werden. Wegen der in der einen Richtung vorhandenen Verkürzung wären hierfür nur Punkte heranzuziehen, deren Entfernung vom Objektiv gleich groß ist. In Fig. 4a ist eine Aufnahme wiedergegeben, in der eine Strecke von 50 mμ aufgelöst ist. Damit ist das Auflösungsvermögen selbst des Ultraviolett-mikroskops unterschritten. Es hängt nun aber vom Zufall ab, ob ein Objekt in der verlangten Richtung zwei geeignet kleine Partikel gerade im Abstand des Auflösungsvermögens aufweist. Fig. 4b z. B. erscheint so scharf, daß noch geringere Abstände als 50 mμ aufgelöst sein würden, jedoch fehlen geeignete Einzelheiten. Dagegen enthält das Objekt Partikel in solchen Abständen, die an den gekennzeichneten Stellen in Fig. 4b in der 14fachen Verkürzung vom Objektiv unter dem gleichen Winkel erscheinen wie zwei Punkte einheitlicher Objektentfernung mit einem gegenseitigen Abstand von 25 mμ. Da für das

Objektiv, solange  $\alpha_0$  klein gegen  $\beta/2$  ist, der Strahlenverlauf nur von dem Winkel abhängig ist, unter dem die abzubildenden Gegenstände erscheinen, kann man schließen, daß das Objektiv der verwendeten Öffnung bei der vorliegenden Geschwindigkeitsstreuung noch in der Lage ist, zwei Punkte einheitlicher Objektdistanz mit einem Abstand von 25  $\mu$  getrennt darzustellen.

Ein sehr deutlicher *Einfluß der Strahlspannung* auf das Oberflächenbild konnte nicht gefunden werden (Fig. 5a bis c). Auch dieses Ergebnis entspricht der Erwartung, da eine größere Durchdringungsfähigkeit der Elektronen hier im Gegensatz zur Durchstrahlungsmikroskopie keinen besonderen Vorteil bedeutet. Indessen bleibt auch hier bei der höheren Spannung der Vorteil der größeren Lichtstärke, so daß einer Verwendung allzu niedriger Strahlspannungen schon dadurch eine Grenze gesetzt ist. Bis auf die in Fig. 5 wiedergegebenen Aufnahmen wurden alle Untersuchungen mit einer Strahlspannung von 50 kV durchgeführt.

Mit dem beschriebenen Abbildungsverfahren lassen sich Metalloberflächen abbilden, die nach den in der *Metallographie* üblichen Verfahren poliert und geätzt sind.

Die Fig. 6 und 7 geben Aufnahmen eines Kohlenstoffstahls und eines Graugusses wieder. Auf der linken Bildhälfte (a) ist jeweils die Probe vor der Ätzung dargestellt; es zeigt sich zwischen den beiden Materialien kein sehr

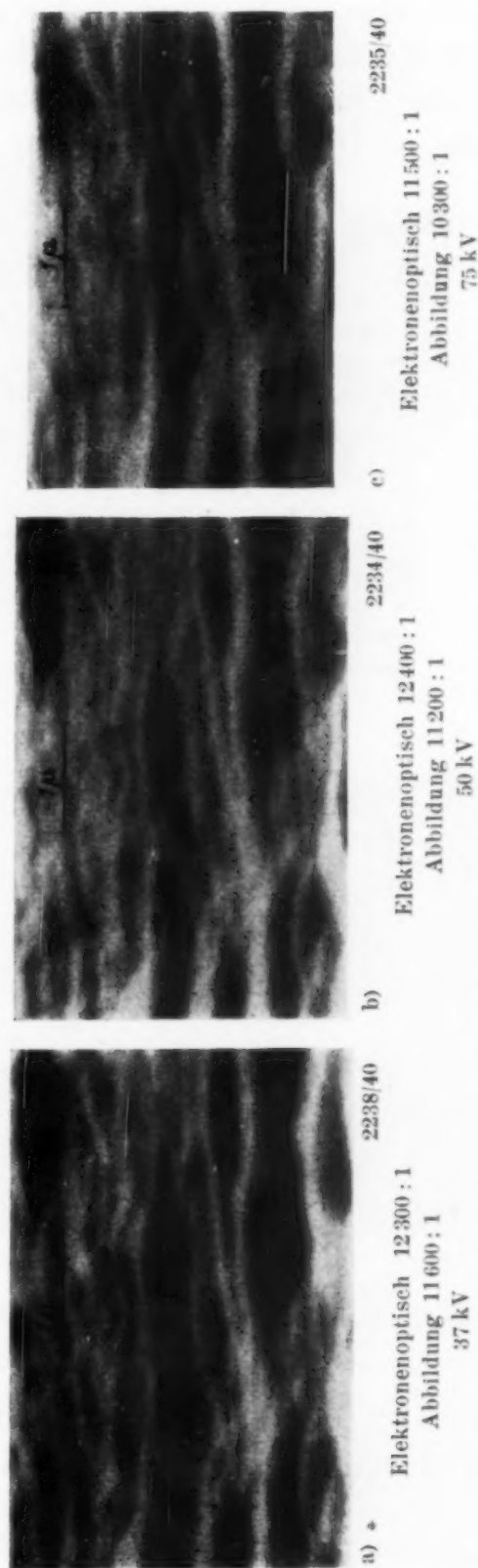
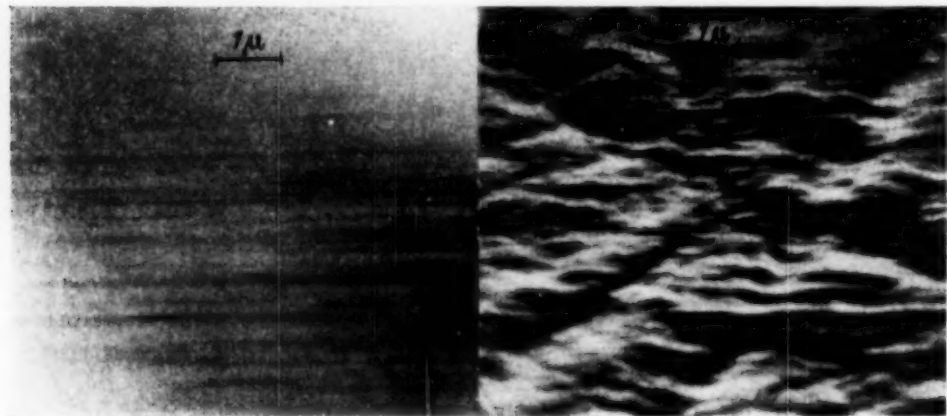


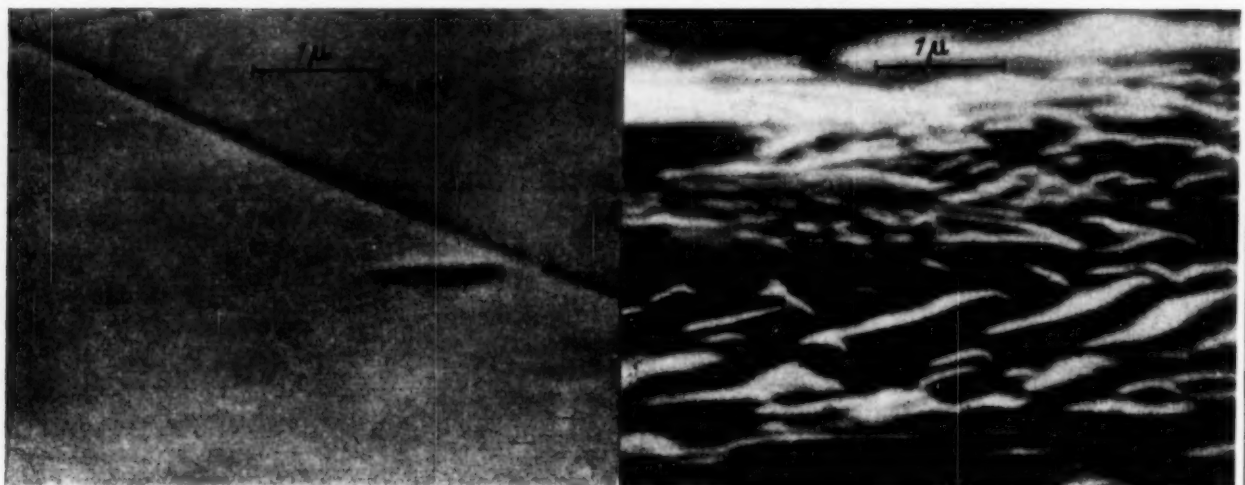
Fig. 5. Einfluß der Strahlspannung auf das übermikroskopische Oberflächenbild. Kohlenstoff-Stahl, geätzt und poliert.

charakteristischer Unterschied, woraus geschlossen werden kann, daß die Beschaffenheit der polierten Oberflächen in beiden Fällen relativ ähnlich ist. In geätztem Zustande ergeben sich dagegen merklich verschiedene Bilder, die man der Struktur des Materials zuschreiben muß. Wegen



a) ungeätzt 2263/40 b) geätzt 2265/40

Fig. 6. Werkzeugstahl mit 1 % Kohlenstoff, abgeschreckt von 800° in Wasser, poliert und bei b) geätzt. Elektronenoptisch 6400:1.



a) ungeätzt 2318/40 b) geätzt 2231/40

Elektronenoptisch 13000:1

Elektronenoptisch 12600:1

Aufnahme: A. Lehmann.

Fig. 7. Grauguß (Perlit, Ferrit, Graphit) poliert und bei b) geätzt.

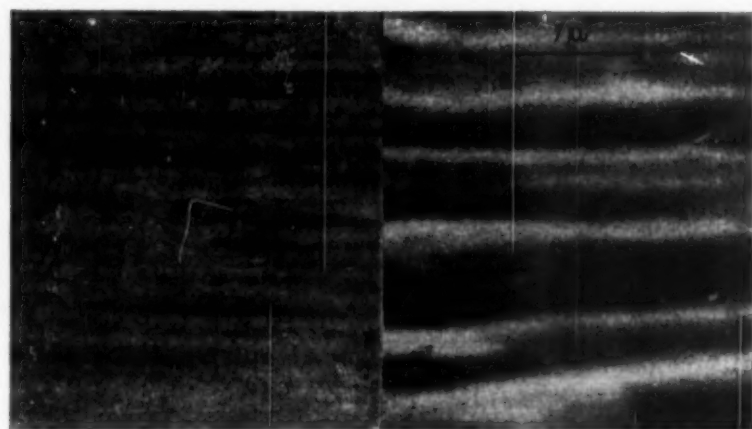
der einseitigen Verkürzung der Abbildung lassen sich unmittelbare Schlüsse auf die Kristallformen nicht ziehen.

Ein anderes Anwendungsgebiet der Oberflächenmikroskopie, auf das schon früher hingewiesen wurde<sup>1)</sup>, ist die *Kontrolle der Ebenheit einer Oberfläche*. Durch die Bestrahlung mit außerordentlich kleiner Apertur ( $\alpha_K \approx 0,01$ ) unter sehr flachem Winkel ( $\beta/2 = 0,07$ ) verursacht jede Er-

<sup>1)</sup> B. v. Borries u. E. Ruska, ZS. d. VDI **79**, 524, 1935.



hebung einen merklichen Schlagschatten. Durch Vergleich können wir feststellen, daß die polierte Stahlfläche der Fig. 6a wesentlich kleinere Unebenheiten oder Erhebungen hat, als die blanke Silberfläche der Fig. 2. Die

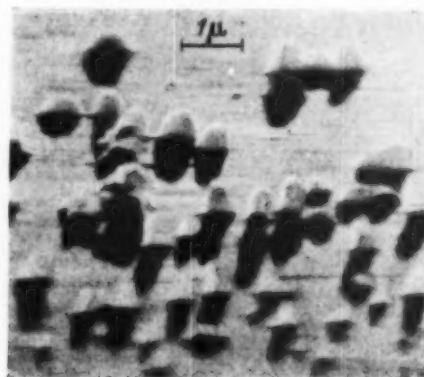


a) unbenutzt 2310/40 b) benutzt 2309/40  
Fig. 8. Endmaße. Elektronenoptisch 13700:1.

Empfindlichkeit dieses Untersuchungsverfahrens wird um so größer, je flacher der Einfallswinkel des bestrahlenden Bündels wird. Wenn der Einfallswinkel und der Betrachtungswinkel je  $\beta/2$  betragen, so ist die Höhe  $h$



2204/40  
Fig. 9. Fremdkörper auf Stahloberfläche. Elektronenoptisch 5100:1.



2334/40  
Fig. 10. Fremdkörper aus einem Bakterienpräparat auf Stahl. Elektronenoptisch 6000:1.

der schattenwerfenden Erhebung gleich der Hälfte der Schattenbreite, solange die Flanken der Erhebung steiler als  $\beta/2$  sind und dieses selbst sehr klein ist. — Ein technisches Beispiel für eine solche Untersuchung ist in Fig. 8 gegeben; die Oberfläche eines neuen unbenutzten Endmaßes (a) weist Erhebungen nicht über etwa 20 m $\mu$  auf, während ein gebrauchtes Endmaß (b) solche von etwa 200 m $\mu$  zeigt. Der Frage der Oberflächenbeschaffenheit kommt in der Technik eine erhebliche Bedeutung zu<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Vergleiche auch das eingehende Werk von G. Schmaltz, Technische Oberflächenkunde, Springer Berlin 1936. Schmaltz kennzeichnet den Umfang des Gebietes im Vorwort auf S. XI wie folgt: „Die praktische Be-

Schließlich ist es mit der Methode möglich, *Fremdkörper* auf einer Oberfläche nachzuweisen. Fig. 9 zeigt eine Verunreinigung auf einer blanken Stahloberfläche. Das Teilchen ist offenbar ein flacher Gegenstand, der zweimal dargestellt wird, weil er erstens die von der Stahlfläche reflektierten Elektronen auffängt und damit im abbildenden Strahlengang ein Hindernis darstellt und außerdem im bestrahlenden Strahlengang einen Elektronenschatten auf die Stahlfläche wirft. Als Beispiel für die quantitative Auswertbarkeit des Bildes sei angegeben: Die Abmessung des Teilchens senkrecht zur Verkürzungsrichtung beträgt  $9,4 \mu$ . In Richtung der Verkürzung berechnet sich seine Länge nach den geometrischen Beziehungen mit  $\beta/2 = 40^\circ$  aus der Größe der beiden Bilder zu  $14,9 \mu$ . Der Winkel, den das Teilchen mit der Stahloberfläche bildet, ergibt sich zu  $80^\circ 30'$ .

In Fig. 10 sind durchstrahlbare Fremdkörper auf der Metallunterlage dargestellt. Die Massendicke dieser Teilchen ist gerade so groß, daß kein nennenswerter Anteil der Elektronen mehr die ursprüngliche Richtung beibehält, so daß sich ein Schatten auf der Metallfläche ergibt; dagegen werden Elektronen in einer für eine Aufhellung genügenden Anzahl um den Winkel  $\beta$  in das Objektiv abgestreut. Wir haben demnach eine Dunkelfeldaufnahme dieser Körper vor uns, jedoch ist der Differenzwinkel zwischen bestrahlendem und abbildendem Strahlengang größer als bei den bisher bekanntgewordenen hochvergrößerten Dunkelfeldbildern<sup>1) 2)</sup>. Es ist möglich, daß man damit noch in dickeren Objekten Kontraste erkennen kann, als mit den bisher verwendeten kleinen Differenzwinkeln. Man kann vielleicht das Verfahren auch zu anderen als reinen Oberflächenuntersuchungen, z. B. für Abbildung von Mikrotomschnitten, die auf Metallunterlage befestigt werden, benutzen.

Den Herren Dr. W. Ruttmann und S. Janzen danke ich für die Überlassung von Präparaten, Herrn A. Lehmann für experimentelle Hilfe.

deutung von Feingestalt und Eigenschaften der Oberflächen ist für den Ingenieur viel größer, als man im allgemeinen annimmt. Ich erinnere, um nur einiges herauszugreifen, an die Fragen der Wechselfestigkeit, der Reibung zwischen festen Körpern mit flüssigen oder gasförmigen Zwischenschichten, die Strömung an rauhen Wänden, die Reflexion von Strahlen aller Wellenlängen, die Wärmestrahlung der Flächen selbst, den Übergang durch Leistung und Konvektion von Wänden an ruhende oder bewegte Flüssigkeiten und Gase und vieles andere. Diese Vorgänge hängen stets in größerem oder geringerem Umfang von der Feingestalt der Oberflächen ab.“

<sup>1)</sup> B. v. Borries u. E. Ruska, ZS. f. techn. Phys. **19**, 402, 1938. —

<sup>2)</sup> M. v. Ardenne, Die Naturwissensch. **28**, 121, 1940; Elektronen-Übermikroskopie, Springer 1940, S. 304.

(Mittellung aus dem Physikalischen Institut der Königl. Ungarischen Universität für technische und Wirtschaftswissenschaften in Budapest.)

## Zur Vervollständigung des Termschemas von Bleihydrid.

Von L. Gerö.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 27. Juli 1940.)

Das anomale Verhalten der Rotationskonstanten am Anfangsterm der  $^2\Sigma \rightarrow ^2\Sigma$ -Bleihydridbanden wird  $\Delta A = 0$ -Störungen zugeschrieben; der wahrscheinlichste Verlauf der gestörten und störenden Terme wird dargestellt. Die Untersuchung der Dissoziationsmöglichkeiten zeigt, daß die angeregten PbH-Terme nicht in die Atomterme der Pb-Grundelektronkonfiguration dissoziieren können.

In einer Reihe von Untersuchungen über das CO-Bandenspektrum<sup>1)</sup> wurde gezeigt, daß durch zweckmäßige Behandlung von Störungsdaten oft sehr wertvolle Ergebnisse bezüglich der Termschemata, Dissoziationserscheinungen usw. bei zweiatomigen Molekülen gewonnen werden können. Nicht bloß die Art der störenden Terme konnte dabei erkannt werden, sondern auch ihre Schwingungsstruktur, ihre Rotationskonstanten, oft auch mit ziemlicher Genauigkeit die Dissoziationsenergien. Mit Hilfe der Methoden, die sich bei CO bewährt haben, sollen nun die Störungen in einigen Hydridspektren, wo genügend ausgedehnte Rotationsanalyse vorliegt, untersucht werden.

In einer früheren Arbeit<sup>2)</sup> wurden schon einige Störungen am oberen Zustand des  $^2\Sigma \rightarrow ^2\Sigma$ -Bandensystems von PbH untersucht, und zwar jene, für die  $\Delta A = 1$  ist. Seit Abschluß dieser Arbeit wurde das Bandensystem von Watson und Simon<sup>3)</sup> nochmals untersucht und durch Banden mit  $v' = 0$  erweitert (die vormalige  $v'$ -Numerierung wurde dabei um eins erhöht). Die Meßdaten scheinen jetzt auszureichen, um auch die Störungen mit  $\Delta A = 0$  am  $^2\Sigma$ -Anfangsterm untersuchen zu können.

Daß solche Störungen vorliegen müssen, wird schon durch die unregelmäßige Veränderung der Rotationskonstanten, die Watson und Simon angeben, nahegelegt ( $B_0 = 2,478$ ,  $B_1 = 2,660$ ,  $B_2 = 2,766$ ,  $B_3 = 2,770$ ,

<sup>1)</sup> R. Schmid u. L. Gerö, ZS. f. Phys. **105**, 36, 1937; **106**, 205, 1937; **112**, 676, 1939. — <sup>2)</sup> L. Gerö, Physica **7**, 155, 1940. — <sup>3)</sup> W. W. Watson u. R. Simon, Phys. Rev. **57**, 708, 1940.

$B_4 = 2,646 \text{ cm}^{-1}$ ). Um diese Störungen zu untersuchen, wurden die  $B' - B''$ -Werte aller 14 gemessenen Banden berechnet, und zwar:

$$(B' - B'')_J = \frac{R_1(K-1) - R_1(K-2) + P_1(K+1) - P_1(K)}{8K} + \frac{R_2(K) - R_2(K-1) + P_2(K+2) - P_2(K+1)}{8(K+1)}.$$

Subtrahiert man die Zahlenreihen mit gemeinsamen  $v'$  voneinander, so erhält man die Änderung der Grundterm-Rotationskonstanten: im Mittel

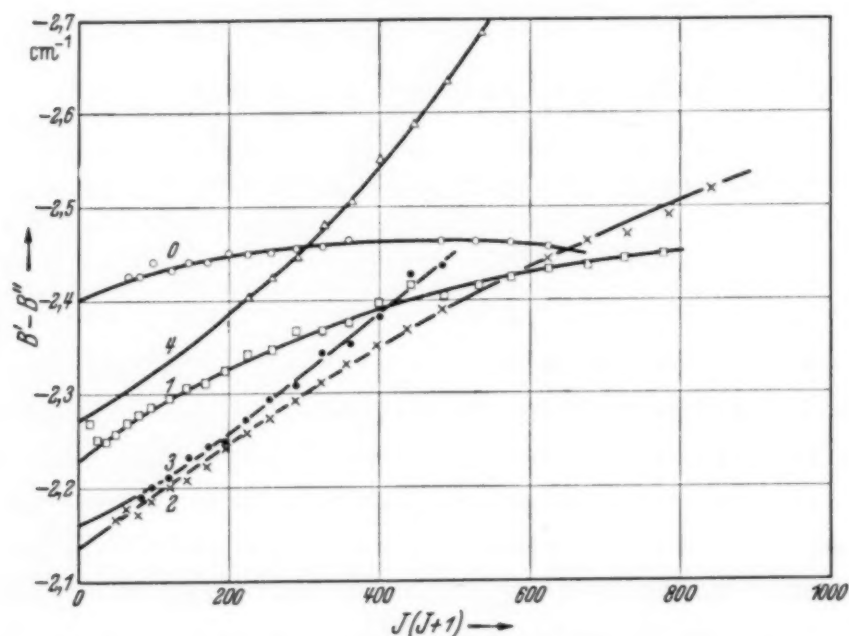


Fig. 1.  $B' - B''$ -Kurven des  $^2\Sigma \rightarrow ^2\Sigma$  PbH-Bandensystems.

bekommt man:  $B_0'' - B_1'' = 0,1431$ ,  $B_1'' - B_2'' = 0,1451$ ,  $B_2'' - B_3'' = 0,1472$ ,  $B_3'' - B_4'' = 0,1508 \text{ cm}^{-1}$ . Mit Hilfe dieser Zahlen können alle berechneten  $B' - B''$ -Werte auf  $B_0''$  umgerechnet werden; aus den Zahlenreihen mit gemeinsamen  $v'$  läßt sich dann ein Mittelwert bilden. Das Ergebnis ist in der Fig. 1 aufgetragen, und zwar mit  $J(J+1)$  als Abszisse.

Die  $B' - B''$ -Kurven sollten ohne Störungen horizontale Gerade sein<sup>1)</sup>, und zwar sollte  $B_0' - B_0''$  den größten Absolutwert haben, da  $B' < B''$  ist. Anstatt dessen ist aber die Abbildung ein fast unübersehbares Geflecht von Linien. Man kann nur feststellen, daß die Watson- und Simonschen  $B'$ -Werte den Schnittpunkten dieser Linien mit der Ordinatenachse entsprechen.

Wenn eine Störung vorliegt, d. h. wenn zwei Rotationstermfolgen sich überschneiden, so verhalten sich die Rotationsterme bzw.  $B' - B''$ -Kurven

<sup>1)</sup> Siehe z. B. R. Schmid, L. Gerö, Ann. d. Phys. (5) **33**, 70, 1938.



etwa so, wie in dem oberen bzw. unteren Teil der Fig. 2 schematisch gezeichnet wurde. Die Rotationstermfolgen, die sich ohne Störung überschneiden, gehen infolge der Störung ohne Überschneidung ineinander über. Die  $B' - B''$ -Kurven andererseits, die sich ohne Störung nicht geschnitten haben, gehen jetzt unter Kreuzung ineinander über.

Die Kurven in Fig. 1 sind alle nach rechts aufsteigende Äste; sie entsprechen, da  $B' < B''$  ist, einem Übergang von Termen mit größeren Rotationskonstanten (bei kleinen  $J$ -Werten) in Terme mit kleineren Rotations-

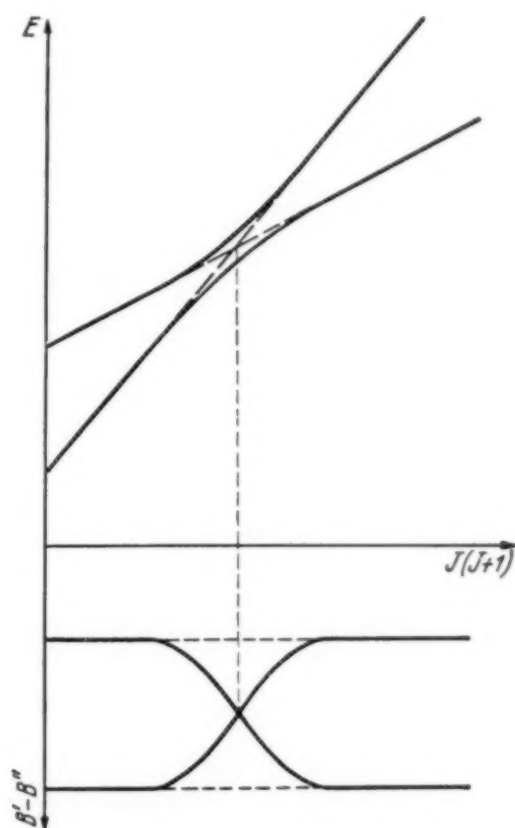


Fig. 2.  
Schematischer Verlauf einander störender Terme  
bzw. ihrer  $B' - B''$ -Kurven.

konstanten (bei großen  $J$ -Werten); sie entsprechen also dem nach unten konkaven Ast des oberen Teils der Fig. 2<sup>1)</sup>. Der Störungsmittelpunkt liegt für  $v' = 0$  schätzungsweise bei negativem  $J(J+1)$ -Wert, für  $v' = 1$  bei etwa  $J = 0$ , und für  $v' = 2, 3$  und  $4$  bei mäßig positiven  $J(J+1)$ -Werten. Versucht man die Kurvenstücke nach links und rechts sinngemäß zu ergänzen, so erhält man etwa die Fig. 3, in der aber nicht mehr die  $B' - B''$ -Werte

<sup>1)</sup> Merkwürdigerweise wurden Linien, die dem anderen Ast entsprechen könnten, nicht beobachtet.

aufgetragen sind, sondern die durch Addition von  $B_0'' = 4,899 \text{ cm}^{-1}$  erhaltenen  $B'$ -Werte. In Fig. 4 wurden die beobachteten Rotationstermfolgen mit voll ausgezogenen Linien eingezeichnet; sie sind Integralkurven der entsprechenden  $B'$ -Kurven der Fig. 3. Die anderen, gestrichelten Linien stellen die wahrscheinlichsten Lagen der „ungestörten“ Terme dar.

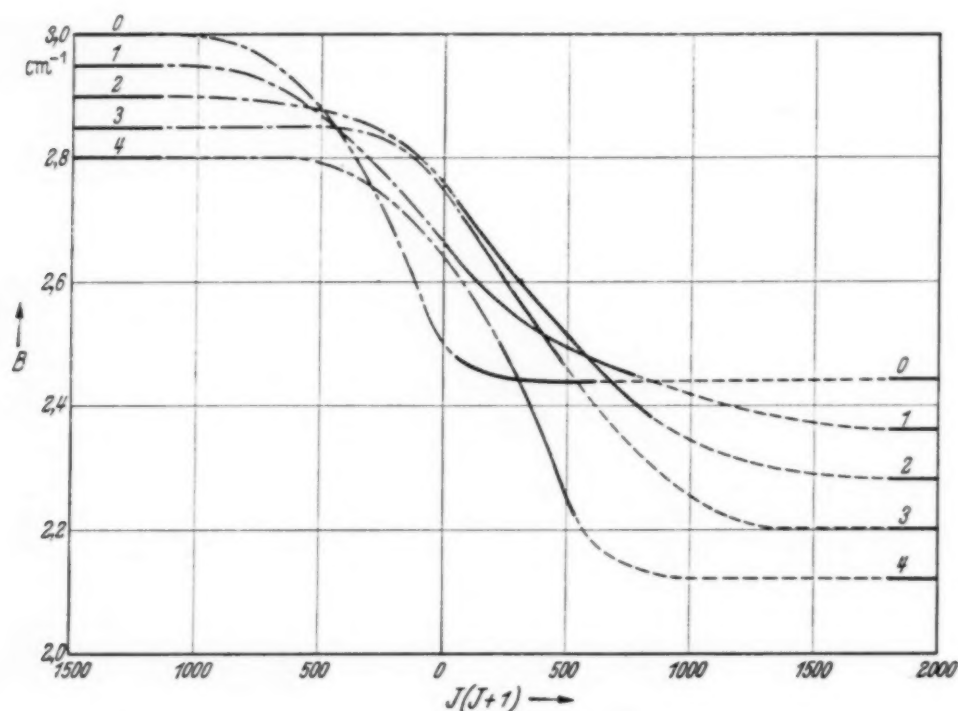


Fig. 3. Abschätzung der „Rotationskonstanten ohne Störung“ auf Grund der beobachteten  $B_J$ -Werte.

Die Fig. 3 und 4 gestatten verhältnismäßig genaue Bestimmungen der Rotationskonstanten und Nullagen der einander störenden Terme. Ändert man nämlich die Zahlenwerte, die den verschiedenen Linien zugrunde liegen, nur um ganz geringe Beträge, so sind die beiden Abbildungen nicht mehr in Einklang miteinander zu bringen. Die folgende Tabelle enthält die wahrscheinlichsten Nullagen und Rotationskonstanten. Die  $v$ -Numerierung des  $B^2\Sigma$ -Terms (der Term mit kleineren  $B$ -Konstanten, der in Fig. 4 durch gestrichelte Linien bezeichnet ist) ist ziemlich sicher gestellt, da Watson und Simon keine weiteren Banden an der langwelligeren Seite des Systems beobachten konnten; die  $v$ -Numerierung des  $C^2\Sigma$ -Terms (mit größeren Rotationskonstanten, strichpunktiert gezeichnet) wurde — etwas willkürlich — so gewählt, daß nach unten ein weiterer Schwingungszustand angenommen wurde, da die  $B_0'' - B''$ -Kurven bei den größten  $J(J+1)$ -Werten den Anfang einer zweiten Störung zu zeigen scheinen.

| $B^2\Sigma$ |        |       | $C^2\Sigma$ |        |       |
|-------------|--------|-------|-------------|--------|-------|
| $v$         | $G(v)$ | $B_v$ | $v \pm x$   | $G(v)$ | $B_v$ |
| 0           | 17 520 | 2,44  | 0           | 17 060 | 3,00  |
| 1           | 18 040 | 2,36  | 1           | 17 550 | 2,95  |
| 2           | 18 530 | 2,28  | 2           | 18 020 | 2,90  |
| 3           | 18 990 | 2,20  | 3           | 18 470 | 2,85  |
| 4           | 19 420 | 2,12  | 4           | 18 900 | 2,80  |
|             |        |       | 5           | 19 310 | 2,75  |

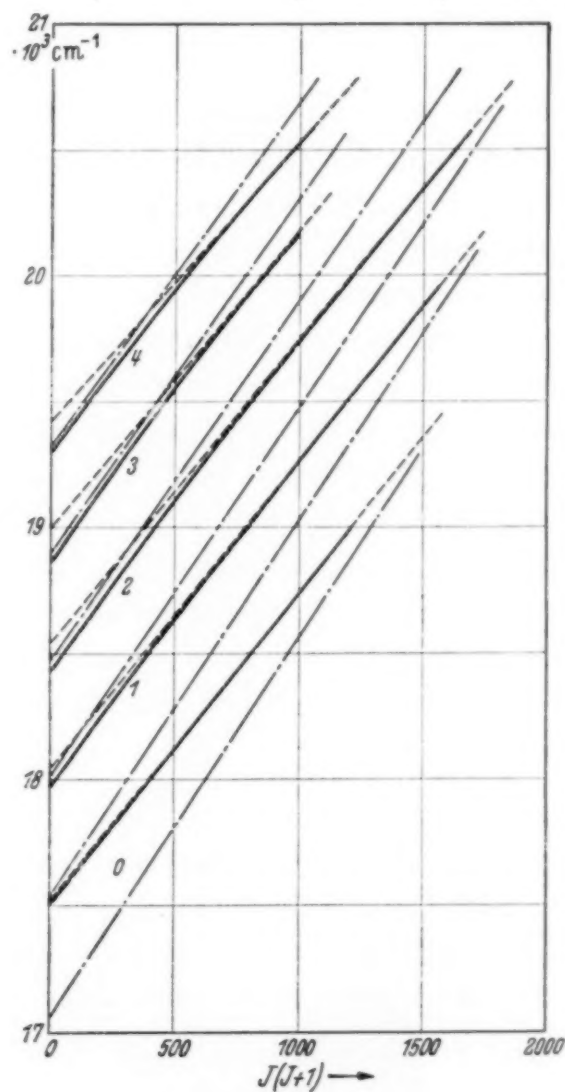


Fig. 4.

Wahrscheinlichster Verlauf der einander störenden Termreihen.

Durch die Tabelle werden folgende Konstanten bestimmt:

|             | $G(0)$ | $\omega_e$ | $x_e \omega_e$ | $B_e$ | $\alpha$ |
|-------------|--------|------------|----------------|-------|----------|
| $B^2\Sigma$ | 17 520 | 535        | 15             | 2,48  | 0,08     |
| $C^2\Sigma$ | 17 060 | 500        | 10             | 3,025 | 0,05     |

Wenn eine Störung so stark ist, daß dadurch gewissermaßen aus zwei Molekültermen ein neuer dritter entsteht, so darf nicht von „Rotationskonstanten“ oder „effektiven Rotationskonstanten“ der gestörten Terme gesprochen werden, denn die Kernabstände verändern sich schnell von  $J$  zu  $J$ ; auch der Ausdruck „gestörte Schwingungstermen“ ist zu vermeiden, denn man könnte leicht den Fehler begehen, zu diesen „Schwingungstermen“ (mit  $J = 0$ ) einfach  $B_{\text{eff}} J(J+1)$  zu addieren, was sicher zu falschen Ergebnissen führen würde. Das einzige, wozu man berechtigt ist, ist die Konstruktion der Fig. 3 und 4, aus denen man für jede  $J$ -Quantenzahl die Energie und den Kernabstand ablesen kann.

Eine sichere Bestimmung der Dissoziationsenergien der Terme  $B^2\Sigma$  und  $C^2\Sigma$  kann nicht vorgenommen werden, denn dazu sind die abgeschätzten  $\omega_e x_e$ -Werte nicht hinreichend genau; man kann sich aber kaum sehr irren, wenn man die Dissoziationsgrenze von  $B^2\Sigma$  bei etwa  $22000 \text{ cm}^{-1}$  und die von  $C^2\Sigma$  bei  $23000 \text{ cm}^{-1}$  über den Grundzustand annimmt. Da diese Terme gleicher Art sind, können sie nicht von der Grundelektronenkonfiguration des Bleiatoms stammen, denn die  $6p^2\ ^1D$ - und  $\ ^1S$ -Terme, aus denen je ein  $^2\Sigma$ -Molekülterm entstehen kann, liegen  $8000 \text{ cm}^{-1}$  weit voneinander ab. Aber wenn man auch annehmen würde, daß  $B^2\Sigma$  und  $C^2\Sigma$  beide in  $\text{Pb}(6p^2\ ^1D)$  dissoziieren (wobei der eine Term eigentlich ein  $^2H_{1/2}$ -Term wäre), so würden dennoch Atomterme fehlen, die der Abbruchstelle der Banden oder der Konvergenzstelle des  $A^2\Sigma$ -Endzustandes zugeordnet werden können. So ist ein Herunterschieben der Leiter der getrennten Atomterme auch bei  $\text{PbH}$  unvermeidlich.

Vorliegende Untersuchung wurde im Physikalischen Institut der Königl. Ungarischen Universität für technische und Wirtschaftswissenschaften durchgeführt, das einen Teil seiner Ausrüstung dem Naturwissenschaftlichen Forschungsfonds und der Széchenyi-Gesellschaft verdankt und unter der Leitung des Herrn Prof. B. Pogány steht.